PAA
Journal

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IX. — ANNÉE 1900.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

1900

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction.

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IX. — ANNÉE 1900.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE.
11, RUE RATAUD, 11.

1900

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LA RÈGLE DES PHASES;

Par M. Wilder D. BANCROFT [1].

Les deux principes qui régissent, au point de vue qualificatif, tous les états d'équilibre et leurs changements, sont *la règle des phases* et le *théorème de Le Chatelier*. Une *phase* est définie : une masse chimiquement et physiquement homogène, ou une masse de concentration uniforme; et le nombre des phases d'un système est le nombre des masses homogènes différentes ou des masses de concentrations différentes. Dans le cas de l'eau en équilibre avec sa propre vapeur, il y a la phase liquide et la phase vapeur, en tout deux phases. S'il s'agit d'un sel dissous dans l'eau, il y a encore deux phases, la phase liquide ou solution, et la phase vapeur. S'il y a formation de cristaux de glace, aux phases précédentes s'ajoute une phase solide, et le nombre s'élève à trois. Si, en outre, la substance dissoute se sépare sous forme solide ou sous forme d'un liquide constituant une seconde couche liquide, il y a quatre phases en présence : vapeur, liquide, et deux solides, ou vapeur, solide et deux liquides. Bien que la glace se sépare en plusieurs cristaux, néanmoins chacun ressemble à tous les autres par sa composition et sa densité, et ils ne constituent tous ensemble qu'une phase. Si les cristaux ne sont pas tous pareils, comme c'est le cas pour le soufre orthorhombique et clinorhombique, il y a autant de phases qu'il y a d'espèces de cristaux, deux dans l'exemple qui vient d'être cité, trois si l'on a du diamant, du graphite et du charbon.

Les *composants* d'une phase ou d'un système sont définis : des

[1] [Introduction de l'ouvrage : *The Phase Rule*, by Wilder D. Bancroft. — Imprimerie du *Journal of Physical Chemistry* (Ithaca, New-York ; 1897).]

substances dont la concentration peut varier d'une manière indépendante dans la phase ou le système considéré. Un *composant* n'a pas besoin d'être un composé chimique, c'est-à-dire une substance satisfaisant à la loi des proportions définies et à celle des proportions multiples, bien que ce soit là le cas général. C'est ainsi qu'un mélange d'alcool propylique et d'eau en proportions telles que la composition centésimale du liquide soit la même que celle de la vapeur, peut être traitée comme un composant unique ; mais à cela il n'y a, en l'espèce, aucun avantage, car cela n'est vrai que pour une seule température et en l'absence de tout autre composant. Le point capital à observer, dans la détermination du nombre de composants dans un système donné, est que chaque composé n'est pas nécessairement un composant. Ainsi, un sel hydraté doit être traité, quand il est en équilibre avec la solution ou la vapeur, comme constitué de sel et d'eau, et n'est pas en lui-même un composant. La même chose est vraie pour un sel double, tel que le sulfate double de cuivre et de potassium. Ici les composants sont les deux sels simples et l'eau, puisque les teneurs du système en eau et en chacun des deux sels simples peuvent varier, et qu'il suffit de disposer à volonté de ces trois quantités pour réaliser toutes les modifications possibles. Si l'on traite le cas du carbonate de calcium en équilibre avec la chaux et l'acide carbonique, il n'y a que deux composants, la chaux et l'acide carbonique ; le carbonate de calcium est purement et simplement une phase solide contenant les deux composants. Le fait que les deux composants s'unissent pour former une phase à proportions définies n'a rien à voir avec la question. D'un autre côté, il ne serait pas admissible de faire du calcium et de l'oxygène deux composants distincts de ce système, parce qu'ils ne sont ni des variables indépendantes, ni des corps séparément en équilibre avec le système [1].

Gibbs a fait voir [2] que l'état d'une phase est complètement déterminé si l'on connaît la pression et la température, ainsi que les potentiels chimiques [3] de ses composants. Il y a, par conséquent, une équation qui relie celles de ces quantités qui définissent la phase.

---

(1) NERNST, *Theoretische Chemie*, p. 482.

(2) GIBBS, *Transactions of the Connecticut Academy*, t. III ; 1876. — Traduction OSTWALD (*Thermodynamische Studien*, Leipzig, 1892), p. 74 et suiv. — Traduction LE CHATELIER (*Equilibre des systèmes chimiques*, Paris, Carré et Naud, 1899), p. 13.

(3) [Cette quantité que M. Gibbs appelle *potentiel chimique* est ce que Helmholtz nomme l'*énergie libre*, et M. Duhem, le *potentiel thermodynamique*.] R.

Pour toute autre phase en équilibre avec la première, il y aura une autre équation contenant les mêmes variables.

Il y a ainsi autant d'équations qu'il y a de phases, tandis que le nombre des variables indépendantes est égal au nombre des composants, plus la température et la pression. Si le nombre des composants est n, le nombre des variables sera $n + 2$. Cela n'est vrai que dans le cas où nous considérons un système soustrait à l'influence de la gravité, des actions électriques, des forces élastiques ou capillaires; en effet, c'est seulement dans le cas où ces influences sont éliminées que les valeurs de la pression, de la température et des potentiels chimiques sont uniformes dans tout le système. Bien que nous ne connaissions pas les équations individuelles qui donnent les potentiels chimiques des composants, il est possible néanmoins de tirer des conclusions relatives au nombre possible d'états d'équilibre dans le cas donné. Puisque le nombre des variables indépendantes est toujours égal à $n + 2$, par définition, et le nombre des équations égal au nombre des phases, dans le cas de $n + 2$ phases, il y aura autant d'équations que de variables; en d'autres termes, chacune des variables a une valeur et une seule. Une combinaison donnée de $n + 2$ phases ne peut exister qu'à une température et à une pression déterminées, la composition de ces phases étant aussi complètement déterminée [1]. S'il n'y a que $n + 1$ phases, le système n'est plus complètement défini et possède un degré de liberté. On l'appelle, par suite, système *monovariant*. Si nous fixons arbitrairement l'une des variables, la pression ou la température, je suppose, le système est alors entièrement défini. La caractéristique d'un système monovariant est que, pour une combinaison donnée des phases, il y a pour chaque température une valeur de la pression et un système de valeurs des concentrations, pour lesquelles le système est en équilibre; pour chaque pression, une valeur de la température, et un système de valeurs des concentrations; pour chaque système de valeurs des concentrations, une pression et une température d'équilibre.

Un système composé de n phases est appelé système *divariant*. Il y a en lui deux variables dont on peut fixer arbitrairement la valeur avant que le système ne soit complètement défini. Dans un tel sys-

---

(1) VAN 'T HOFF, *Etudes*, p. 152. — [L'exemple classique est celui du *triple point*. L'eau (un seul composant) ne peut exister en équilibre à la fois sous les états solide, liquide et gazeux (trois phases), que dans des conditions de température et de pression données, au *triple point*.] R.

tème, à une température donnée, il est possible d'avoir une série de pressions d'équilibre en changeant les concentrations, ou une série de concentrations en changeant les pressions. Sous une pression donnée, les températures peuvent varier moyennant un changement de concentrations, et *inversement*, pour des concentrations déterminées, il y a une relation entre la pression et la température.

Si, au lieu de n phases, le système contient $n-1$, $n-2$, etc., phases, il est connu sous le nom de système trivariant, etc. Il y a d'autres termes en usage : un système monovariant est souvent appelé un cas « d'équilibre complètement hétérogène »; et un système divariant, un cas « d'équilibre incomplètement hétérogène ». Mais ces dénominations sont peu claires, ne sont pas complètement satisfaisantes, et elles doivent faire place à la nomenclature plus rationnelle que nous adoptons ici (1).

En faisant croître le nombre des composants et décroître le nombre des phases, il est possible de fabriquer un système ayant un nombre de plus en plus grand de degrés de liberté ; mais, pratiquement, un système cesse d'être intéressant au point de vue qualitatif, quand il contient moins de n phases, parce qu'alors les états possibles sont trop nombreux et trop mal définis. En sens inverse, faire décroître le nombre des composants et croître le nombre des phases est impossible (2). Puisque $n+2$ phases constituent un système invariant qui ne peut être en équilibre qu'à une seule pression et à une seule température, un système de $n+3$ phases est très improbable, et l'on n'en connaît aucun, en dehors des cas où interviennent des résistances dites passives (3). La discussion est donc limitée aux systèmes invariants, monovariants et divariants, à partir d'un nombre de composants égal à 1 jusqu'à un nombre égal à 4; avant de commencer l'étude des variations possibles dans l'équilibre, dues à des changements des diverses variables et du nombre des phases, il est nécessaire d'avoir quelque indication sur le sens du déplacement de l'équilibre quand il y a une altération dans le système. Cette indication est donnée par le *théorème de Le Chatelier*, qui dit : « Un chan-

(1) La classification des systèmes en invariants, monovariants, divariants, etc., est due au professeur Trevor, qui l'a employée depuis plusieurs années dans ses cours.

(2) Gibbs, Trad. *Ostwald*, p. 115. Trad. *Le Chatelier*, p. 69.

(3) Gibbs, Trad. *Ostwald*, p. 69. Trad. *Le Chatelier*, p. 6. [Ces cas où interviennent les résistances passives sont ce que M. Duhem appelle les cas de *faux équilibres*. La règle des phases ne s'applique qu'aux équilibres véritables.] R.

gement apporté aux facteurs de l'équilibre, par une intervention extérieure, a pour conséquence un changement inverse à l'intérieur du système [1]. »

Si l'on augmente la pression extérieure, il s'ensuit un accroissement du composant et de la phase dont la formation entraîne une diminution de volume ; si l'on communique de la chaleur, il s'ensuit un accroissement du composant et de la phase dont la formation absorbe de la chaleur; si l'on augmente la teneur du système en un composant pris dans une phase donnée, il s'ensuit un accroissement du composant et de la phase dont la formation entraîne une diminution de la proportion de ce premier composant. En d'autres termes, le système en équilibre tend à retourner à l'équilibre en éliminant les causes perturbatrices. Il est possible désormais d'établir la distinction des divers cas et de voir la manière d'appliquer la règle des phases et le théorème de Le Chatelier. On ne devra pas oublier que nous nous bornons à discuter les états et les changements d'équilibre dus à la pression, à la température et aux concentrations, et que les effets perturbateurs dus à la pesanteur, à l'électricité, à l'élasticité des solides ou à la capillarité, sont supposés éliminés. Si tel est le cas, le problème est simple, car les valeurs absolues des masses des diverses phases n'ont pas d'effet sur l'équilibre, la concentration d'une phase n'étant pas fonction de sa masse. Une solution saturée reste saturée, qu'elle soit en contact avec une petite ou avec une grande quantité de solide. De la même façon, l'équilibre n'est pas troublé, si l'on verse du contenu de la solution. Ce ne serait plus vrai, si l'on tenait compte des effets de la pesanteur. Les cristaux au fond d'un long tube plein d'une solution sont soumis à une pression plus grande que si la couche de liquide n'était que de quelques millimètres; et les solubilités sont différentes dans les deux cas. La chose est très appréciable dans les systèmes divariants de trois composants où il y a une phase vapeur en équilibre avec deux phases liquides. Un accroissement dans la quantité de la couche liquide supérieure produit un changement très net dans la masse de la phase liquide inférieure; c'est là un point qui a été complètement mis en lumière dans le développement du théorème de Nernst [2]. La pression d'un gaz dans un cylindre de grande hauteur n'est pas strictement

---

(1) LE CHATELIER, *Comptes rendus*, XCIX, p. 786; 1884; — BRAUN, *Wied. Ann.*, XXXIII, p. 337 ; 1888. — DUHEM, *Mécanique chimique*, p. 152.

(2) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, VIII, p. 110; 1891.

uniforme, à cause de l'influence de la pesanteur. Ces effets, en règle générale, sont très petits et peuvent être négligés dans la plupart des cas sans inconvénient. Ils peuvent être réduits au minimum en opérant sur de petites quantités de matière.

On verra plus loin que la classification des équilibres à l'aide de la règle des phases, et des changements d'équilibre à l'aide du théorème de Le Chatelier, est tout à fait générale et n'implique aucune hypothèse sur la nature de la matière ou des modifications qui ont lieu. Il n'est pas besoin de supposer que la matière est constituée de particules distinctes, ni de supposer qu'elle est continue; il n'est même pas besoin d'admettre l'existence ou la non-existence de la matière. Il est indifférent qu'il existe ou qu'il n'existe pas une distinction entre les réactions « chimiques » et les réactions « physiques ». La seule question qui se pose est celle du nombre relatif des composants indépendamment variables et des phases dans le cas de l'équilibre ; et celle des données expérimentales relatives aux effets de la chaleur et aux effets de la variation des densités ou des concentrations dans le cas du déplacement de l'équilibre.

LES GAZ RARÉFIÉS SONT-ILS DES ÉLECTROLYTES ?

Par M. E. BOUTY.

1. — Pour étudier les propriétés électriques des gaz raréfiés, on a le plus souvent recours à des ampoules dans lesquelles pénètrent deux électrodes. Celles-ci sont mises en rapport avec une source à différence de potentiel constante ou alternative, et l'on observe les phénomènes de luminescence développés dans le gaz.

Les apparences observées dans ces conditions ne sont pas homogènes; les parties du gaz voisines des électrodes se comportent autrement que les parties éloignées. Il est évident que l'on doit obtenir des apparences plus simples, en supprimant les électrodes et en excitant la luminescence par des phénomènes d'induction.

C'est ce qu'a fait notamment M. J.-J. Thomson, dans un remarquable ensemble de recherches, résumées dans son livre : *Notes on Recent Researches in Electricity and Magnetism*, publié à Oxford en 1893 [1]. Le tube à gaz raréfié est placé à l'intérieur d'une courte

---

(1) Voir notamment les paragraphes 72 à 88, p. 92 à 105.

spirale, traversée par la décharge oscillante d'une bouteille de Leyde. On voit dans le tube un anneau lumineux homogène particulièrement brillant, quand la pression du gaz est voisine de $\frac{1}{200}$ de millimètre.

Si l'ampoule à gaz raréfié est formée de deux parties concentriques, l'expérience peut être réglée de telle sorte que l'ampoule extérieure seule s'illumine ; le gaz de l'ampoule extérieure fait fonction d'écran électrique, et l'induction dans l'ampoule centrale devient trop faible pour y provoquer la luminescence du gaz.

M. J.-J. Thomson interprète les phénomènes qu'il observe, en attribuant au gaz raréfié une conductivité propre d'ordre électrolytique. Pour évaluer cette conductivité, il substitue au gaz de l'ampoule extérieure une dissolution d'acide sulfurique par exemple, et il fait varier la concentration du liquide jusqu'à reproduire un écran électrique équivalent à l'écran constitué par le gaz. Il trouve, dans une de ces expériences, que l'acide sulfurique doit être pris au maximum de conductivité électrique. D'ailleurs, la conductivité ainsi déterminée est une fonction de la pression qui passe par un maximum au voisinage de $\frac{1}{200}$ de millimètre de mercure.

Si, au lieu de rapporter la conductivité au volume, on la rapporte à la masse du gaz et qu'on calcule ainsi une conductivité spécifique, on trouve que les molécules du gaz au maximum de conductivité conduisent aussi bien que les molécules des métaux à l'état solide. Ainsi les gaz qui, à la pression ordinaire, sont les diélectriques types seraient susceptibles, par la *seule variation de la pression*, de devenir d'excellents conducteurs ; cette altération si profonde de leurs propriétés serait attribuable à une *dissociation* ou à une *ionisation* de leurs molécules.

Si les gaz raréfiés sont d'excellents conducteurs, comment expliquera-t-on la difficulté très grande qu'éprouve la décharge à traverser un gaz raréfié dans un tube muni d'électrodes ? On est réduit à invoquer une résistance spéciale, sans doute énorme, qu'éprouverait l'électricité pour passer d'un gaz dans un métal, ou inversement. M. J.-J. Thomson trouve en effet que, si l'on divise une ampoule à gaz en deux parties par un diaphragme métallique continu, deux anneaux lumineux aplatis se forment dans les deux portions de l'ampoule, le gaz restant obscur au voisinage immédiat du diaphragme : les apparences demeurent les mêmes, si l'on remplace le diaphragme métallique par un diaphragme de mica.

Tels sont les faits, excessivement curieux, révélés par les expériences de M. J.-J. Thomson. *Ils l'ont conduit à envisager les gaz raréfiés comme des électrolytes.*

Or tous les électrolytes étudiés jusqu'ici obéissent à la loi de Faraday. Si l'assimilation d'un gaz raréfié à un électrolyte est complète, un gaz composé soumis à l'action d'un nombre suffisant de décharges doit présenter à ses électrodes les produits normaux de sa décomposition électrolytique, et cela en quantités correspondantes à la quantité d'électricité qui l'a traversé.

M. Eilhard Wiedemann [1] a étudié, sous ce point de vue, d'abord l'acide chlorhydrique gazeux, puis les vapeurs de chlorure, bromure, iodure de mercure $HgCl^2$, $HgBr^2$, HgI^2. Avec ces trois derniers corps, notamment, il n'a trouvé aux électrodes que des quantités insignifiantes de produits de décomposition, à peine 3 ou 4 centièmes des quantités prévues par la loi de Faraday. De plus, ces produits se présentaient presque indifféremment aux deux électrodes. On s'explique suffisamment leur présence, sans invoquer un phénomène d'électrolyse partielle, par l'effet des actions secondaires (thermiques par exemple) de la décharge. M. E. Wiedemann conclut très justement de ses recherches *qu'il est impossible de considérer un gaz raréfié comme un véritable électrolyte.*

J'ai été conduit aux mêmes conclusions par une voie absolument différente, en étudiant l'action produite par un champ électrostatique constant sur un gaz raréfié, renfermé dans une ampoule sans électrodes.

2. — Si, entre les électrodes d'un condensateur plan, on introduit un conducteur métallique isolé, on provoque un accroissement déterminé de la capacité du condensateur, soit, par exemple, 50 0/0. Des expériences préliminaires que je vais rapporter établissent que tous les électrolytes connus se comportent à cet égard comme des conducteurs métalliques. Une ampoule à gaz raréfié se comportera-t-elle de la même manière?

La nécessité d'introduire une telle ampoule entre les plateaux d'un condensateur, qu'il faudra parfois écarter l'un de l'autre de plusieurs centimètres, impose l'emploi de très faibles capacités, de l'ordre du cent-millième de microfarad, par exemple. Si l'on décharge une telle capacité sur un électromètre capillaire, dont la capacité est de

---

[1] E. Wiedemann, *Ueber die electrolytische Leitung verdünnter Gase* (*Wied. Ann.*, t. LXI, p. 737; 1897).

l'ordre du demi-microfarad (au voisinage du zéro de l'électromètre), la différence de potentiel à laquelle sera porté l'appareil sera elle-même de l'ordre du cent-millième de la différence de potentiel initiale des armatures du condensateur. Or l'électromètre révèle aisément le dix-millième de volt ; les mesures seront déjà possibles en chargeant le condensateur à quelques dizaines de volts ; elles commenceront à devenir précises à partir d'une centaine de volts.

Cela posé, j'ai introduit entre les armatures d'un condensateur un ballon de verre soigneusement paraffiné à l'intérieur et à l'extérieur et plein d'air à la pression atmosphérique. Le ballon n'agit que par la masse diélectrique de ses parois, laquelle n'occupe qu'une très faible fraction du volume compris entre les plateaux. L'accroissement de capacité électrique correspondant peut cependant être rendu sensible à l'électromètre, en employant une différence de potentiel suffisante. Il ne dépasse pas, en général, 1 à 2 0/0 de la capacité électrique totale.

Le ballon peut être rempli successivement de mercure, d'une dissolution électrolytique, d'eau distillée, d'alcool absolu, de pétrole, etc. En ayant bien soin de renouveler à chaque fois le paraffinage interne pour supprimer toute conductivité superficielle antérieurement acquise, on constate que le ballon plein d'air produit toujours l'accroissement de capacité de 2 0/0, et que *le ballon plein de liquide produit toujours l'accroissement de* 50 0/0 constaté avec le mercure. Dans ces expériences, la charge et la décharge sont produites par un commutateur à main, et le condensateur peut rester en communication avec la source (accumulateurs) pendant plusieurs secondes. Les meilleurs diélectriques liquides se comportent alors, au point de vue de la charge des condensateurs, comme des conducteurs parfaits. Enfin la moindre trace d'humidité sur les parois internes ou externes du ballon se manifeste par un accroissement de capacité parfois aussi considérable, mais qui peut aussi prendre toutes les valeurs intermédiaires à 2 0/0 et à 50 0/0. Des expériences de cette espèce paraissent susceptibles de mettre en évidence des conductivités au moins cent fois plus faibles que celles des meilleurs diélectriques liquides.

3. — Assuré, par ces premières constatations, de la sensibilité de la méthode, j'ai fait usage de tubes à gaz raréfié ; j'ai eu recours d'abord à ceux qui se trouvaient sous ma main, lampes à incandescence, tubes de Crookes divers, radiomètre, etc. Malgré la présence de

pièces métalliques isolées peu importantes, telles que la monture et le fil de charbon des lampes, les électrodes des tubes de Crookes, les ailettes du radiomètre, tous ces appareils soigneusement paraffinés à l'extérieur, se sont comportés comme des ballons pleins d'air à la pression atmosphérique. Ils n'ont jamais provoqué d'accroissement de capacité de plus de 5 0/0. Des tubes de Crookes sans électrodes de formes diverses que je fis construire à cette occasion ne donnèrent que des accroissements de capacité de 1 à 2 0/0, et cela même quand je réduisais la distance des plateaux du condensateur à 2 centimètres et que la différence de potentiel s'élevait à 2.000 volts (1).

Ainsi il est impossible d'assigner au gaz raréfié des tubes de Crookes (pressions de $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{500}$ de millimètre de mercure) non seulement une conductivité comparable à celle des dissolutions d'acide sulfurique, mais même une conductivité d'un ordre cent fois plus faible que celle du pétrole ou de l'essence de térébenthine rectifiés.

4. — Parmi les tubes étudiés se trouvaient accidentellement deux tubes de Geissler (pressions de l'ordre du millimètre de mercure). Tant que le champ électrostatique employé n'atteignait pas une certaine valeur minimum C (de 300 volts par centimètre par exemple), ces tubes se comportaient comme les tubes de Crookes, c'est-à-dire comme des ballons pleins d'air à la pression atmosphérique ; mais, pour des valeurs du champ notablement supérieures à C, ils équivalaient à des ballons pleins de mercure : on passait sans transition appréciable d'un accroissement de capacité de 2 0/0 à un accroissement de 50 0/0.

Pour un champ égal à C, on observait indifféremment tantôt l'accroissement de 2 0/0 et tantôt celui de 50 0/0, suivant des circonstances accessoires non encore étudiées, mais très probablement analogues à celles qui font que l'étincelle éclate ou n'éclate pas entre deux boules placées dans l'air à une distance invariable, quand la différence de potentiel maintenue entre ces deux boules est très voisine de sa valeur limite.

J'ai substitué aux tubes de Geissler des tubes sans électrodes, montés directement sur une machine pneumatique à mercure, et j'ai fait varier la pression de 5 millimètres à $0^{mm},2$, par exemple. J'ai toujours

(1) Ces différences de potentiel étaient obtenues à l'aide d'une batterie de mille petits accumulateurs, construits à mon laboratoire même.

retrouvé les mêmes phénomènes. Pour chaque valeur assignée à la pression, il y a, pour l'intensité du champ, une limite C fonction de la pression, et telle que, pour tout champ inférieur, le gaz se comporte comme un diélectrique parfait, que pour tout champ supérieur il se comporte comme un conducteur.

Il est clair que, dans notre expérience, rien n'a été modifié au contact des plateaux métalliques du condensateur, toujours baignés par l'air à la pression atmosphérique. La variation discontinue que nous observons ne peut avoir son origine dans la couche de contact gaz-métal ; elle appartient bien en propre à la masse gazeuse isolée dans l'ampoule de verre.

Si l'on se place dans l'obscurité absolue et qu'on y accoutume son œil, on reconnaît que, dans les champs élevés où le gaz paraît conduire, le tube sans électrodes s'illumine soudainement aussi bien à l'instant de la charge du condensateur qu'à l'instant de la décharge. Dans les champs faibles pour lesquels le gaz isole, le tube demeure invariablement obscur. *La conductivité apparente du gaz raréfié est donc essentiellement liée à sa luminescence. Le gaz s'illumine chaque fois qu'il livre passage à de l'électricité.*

5. — J'insisterai sur ce fait que, d'après les observations précédentes, il est impossible d'assimiler un gaz raréfié à aucun électrolyte connu.

J'ai en effet montré, il y a bien longtemps [1], qu'un électrolyte n'a qu'une seule manière d'être au point de vue de sa conductivité, c'est-à-dire au point de vue de la propriété qu'il possède de livrer passage à l'électricité. Quelque faible que soit la force électromotrice appliquée en un point d'une masse électrolytique, ou (quand on ne fait pas usage de l'induction) quelque faible que soit la différence de potentiel établie entre deux plans au sein du liquide, la conductivité demeure invariable et persiste toujours identique à elle-même. Il est impossible d'assigner au champ une limite C, si faible soit-elle, au-dessous de laquelle un électrolyte cesserait de conduire.

Nous voyons, d'ailleurs, que la conductivité apparente d'un gaz raréfié est liée à un phénomène essentiellement brusque et violent, qui succède sans transition aux phénomènes de l'équilibre diélectrique, comme la rupture d'un fil tendu succède à son équilibre élastique, dès que le poids tenseur dépasse une certaine limite. Sous

---

[1] BOUTY, *Sur la polarisation des électrodes et la conductibilité des liquides* (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 346-364 ; 1882).

l'action d'un champ électrique suffisamment puissant, le gaz se déchire, comme un carton ou une lame de verre se perce; mais, en vertu de son homogénéité plus grande, le gaz cède à la fois en un très grand nombre de points de sa masse, et il s'illumine non sur un trajet précis et relativement étroit, comme cela a lieu, à la pression ordinaire, entre des électrodes métalliques, mais sur un trajet diffus qui paraît envelopper toute la masse. Au fond, il ne semble y avoir aucune différence essentielle entre la décharge qui éclate dans l'intervalle de deux électrodes métalliques et le phénomène de l'illumination des tubes sans électrodes que nous étudions en ce moment.

De même que la charge de rupture permet d'évaluer la cohésion qui retenait en présence les deux portions contiguës d'un même fil que l'on est parvenu à séparer, de même aussi le champ minimum nécessaire pour rompre l'équilibre diélectrique d'un gaz mesure ce que nous appellerons sa *cohésion diélectrique*. L'éther, c'est-à-dire le vide absolu, possède une *élasticité diélectrique* parfaite. Nous ne pouvons vaincre sa cohésion diélectrique et le faire traverser par des décharges. Mais les molécules gazeuses y introduisent des points faibles et la cohésion diélectrique devient désormais mesurable. Je me suis proposé de déterminer comment cette cohésion dépend de la nature du gaz, de sa pression et des diverses circonstances accessoires de l'expérience. Je n'entrerai ici dans aucun détail sur ce travail encore en cours d'exécution et dont les premiers résultats ont été publiés ailleurs [1].

6. — Je me bornerai à fixer les points de vue divers sous lesquels peut être faite désormais l'étude rationnelle des propriétés électriques d'un gaz.

1° Dans les champs électriques inférieurs à la valeur critique signalée ci-dessus, on étudiera l'équilibre diélectrique, lequel sera déterminé par la connaissance d'une ou de plusieurs constantes caractéristiques du gaz (constante diélectrique, sa variation avec la pression, la température, etc.);

2° Dans des champs supérieurs à la valeur critique, on étudiera, soit les modifications internes éprouvées par le gaz sous l'action des décharges [nature et quantité des produits de décomposition (Eilhard Wiedemann), polymérisation, dissociation; température

---

[1] Voir *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXIX, p. 204; 24 juillet 1899.

atteinte, qualité et intensité des radiations émises], soit le champ électro-magnétique produit par les décharges, ou, ce qui revient au même, l'intensité moyenne des courants équivalents à ces décharges (effets d'écrans électriques, J.-J. Thomson). En ce sens, mais en ce sens seulement, on sera en droit de parler d'*une conductivité spécifique fictive du gaz*. Ce serait la conductivité d'un milieu électrolytique ou métallique occupant le volume du gaz, soumis aux mêmes actions électriques et tel qu'il livre passage par conduction aux mêmes quantités moyennes d'électricité que les décharges effectives transportent. Cette notion, la seule que l'on soit rigoureusement en droit d'introduire pour interpréter les expériences de J.-J. Thomson, ne préjuge nullement le mécanisme intime de la décharge, et l'on demeure libre de le considérer ou de ne pas le considérer comme analogue à celui de la conductivité électrolytique ;

3° Enfin on peut chercher à déterminer la limite entre les phénomènes opposés produits dans un même gaz par les champs faibles et par les champs intenses. C'est à cet ordre de recherches qu'il faut rapporter les mesures de la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire une étincelle entre deux électrodes métalliques placées dans l'air à diverses pressions, et c'est aussi dans cet ordre d'idées que je dirige mes recherches actuelles sur les lois de la cohésion diélectrique des gaz.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES ;

Par M. Albert TURPAIN [1].

Les recherches expérimentales que nous avons entreprises sur les oscillations électriques, et qui sont résumées dans cette note, se divisent en trois parties principales.

Dans une première série d'expériences, nous nous sommes proposé de faire une analyse du champ hertzien : champ concentré par deux fils, champ concentré par un fil unique, et leur comparaison.

Une deuxième partie comprend l'étude du fonctionnement du résonateur. A l'étude du résonateur complet de Hertz, nous avons fait

---

[1] Voir (*Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 470 ; 1898) un résumé antérieur d'une partie des travaux de M. Turpain.

succéder l'étude d'un résonateur présentant une coupure indépendamment de celle constituée par le micromètre : le résonateur à coupure. Nous nous sommes astreints à n'utiliser dans nos expériences que des résonateurs filiformes de Hertz constitués par des tiges métalliques de 1 centimètre de diamètre.

Enfin l'étude comparative du champ hertzien dans l'air et dans les diélectriques constitue la dernière partie de nos recherches.

I

Analyse expérimentale du champ hertzien. — *Champ ordinaire de Hertz à deux fils.* — Ce champ est constitué par deux fils parallèles issus de plaques terminales voisines des deux plateaux d'un excitateur de Hertz. Le résonateur à l'aide duquel on procède à l'investigation du champ est successivement placé dans trois positions différentes : la position I, dans laquelle son plan est perpendiculaire à la direction des fils ; la position II, dans laquelle le plan du résonateur coïncide avec le plan des fils ; la position III, dans laquelle le résonateur coïncide avec le plan de symétrie des fils. Dans chacune de ces trois positions on fait occuper au micromètre toute une série de positions différentes en déplaçant le résonateur dans son plan par rotation autour de son centre. On marque les principaux azimuts occupés ainsi par le micromètre par les notations 0°, 90°, 180°, 270°, comme l'indique la *fig.* 1.



Fig. 1.

Cette analyse du champ ordinaire de Hertz à deux fils conduit aux lois suivantes :

1° *Les longueurs d'ondes relatives aux trois positions I, II, III sont égales ;*

2° *Les ventres et les nœuds des positions II et III coïncident;*

3° *Les ventres de la position I coïncident avec les nœuds des positions II et III, et inversement.*

Champ à un fil unique. — Si l'on supprime un des fils du champ ordinaire de Hertz et que l'on étudie le champ ainsi concentré par un seul fil à l'aide d'un résonateur, qui conserve par rapport au fil tendu la même position respective qu'il avait lorsque le second fil était tendu, on observe un système de ventres et de nœuds successifs étagés le long du fil tendu.

1° Position I. — *L'extrémité libre du fil est un ventre;*

2° Position II. — *L'extrémité libre du fil est un nœud;*

3° Position III. — *L'extrémité libre du fil est un nœud.*

Ainsi donc, ici encore, la loi de la permutation des ventres et des nœuds subsiste quand on passe de la position I aux positions II ou III.

Comparaison des champs à deux fils et à un fil. — De ces lois relatives au champ à un fil unique, on peut prévoir, par de simples considérations de symétrie, la loi suivante, que l'expérience indique d'ailleurs :

1° *Les champs à un fil et le champ ordinaire à deux fils donnent le même système de sections nodales et ventrales.*

En effet, dans le champ ordinaire à deux fils, les deux ventres en regard se trouvent au même instant dans des états électriques différents; mais la position respective de l'un des ventres par rapport au résonateur est l'image de celle de l'autre ventre par rapport au résonateur. On conçoit donc que les actions de chacun des deux ventres en regard sur le résonateur doivent s'ajouter. Les phénomènes doivent donc être plus intenses dans le cas de deux fils qu'ils ne le sont dans le cas d'un seul fil. C'est ce que l'expérience vérifie.

Champ interférent. — Supposons maintenant (*fig.* 2) qu'au lieu de concentrer le champ hertzien par deux fils réunis à deux plaques respectivement voisines de chacun des plateaux de l'excitateur, comme cela a lieu dans le cas du champ ordinaire à deux fils, nous fassions aboutir les deux fils de concentration à deux plaques voisines du même plateau de l'excitateur. On constate alors que le résonateur déplacé dans le champ à la manière habituelle (position I) ne décèle plus aucun système de ventres et de nœuds. Aucune action ne se manifeste plus sur le résonateur.

Dans le cas actuel, les deux fils de concentration sont exactement

la copie l'un de l'autre. Leurs actions sur le résonateur de Hertz, au lieu de s'ajouter, comme dans le cas du champ ordinaire à deux fils, s'opposent et semblent se détruire. Aussi donnerons-nous à un champ ainsi constitué le nom de *champ interférent*, pour le distinguer du *champ ordinaire* à deux fils de Hertz.

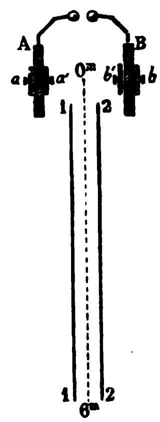


FIG. 2.

On peut d'ailleurs prévoir ce phénomène d'interférence. Au même instant deux ventres en regard pris l'un sur un fil, l'autre sur l'autre fil, se trouvent dans le même état électrique ; mais, ici encore, la position respective de l'un des ventres par rapport au résonateur étant l'image de celle de l'autre ventre par rapport au résonateur, les actions de chacun des deux ventres sur le résonateur sont égales et de sens opposé ; elles doivent donc se détruire. C'est ce que l'expérience vérifie.

On doit donc considérer deux ventres consécutifs étagés sur un même fil comme présentant, au même instant, des états électriques différents. Par analogie avec l'état que présente un tuyau sonore en activité, nous indiquerons cette différence entre deux ventres consécutifs en les affectant d'un signe. De telle sorte que l'état électrique présenté par un seul fil sera représenté par le schéma de la *fig.* 3. Le champ ordinaire à deux fils sera représenté par le schéma de la *fig.* 4 ; le champ interférent à deux fils, par le schéma de la *fig.* 5.

Il est possible de transformer un champ interférent à deux fils en champ ordinaire, et inversement, sans changer aucune connexion

entre les fils et les plaques de concentration. Il suffit (*fig.* 6) de pratiquer sur un des fils une coupure et d'y intercaler une longueur

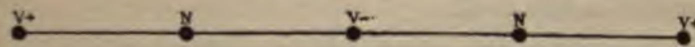


Fig 3.

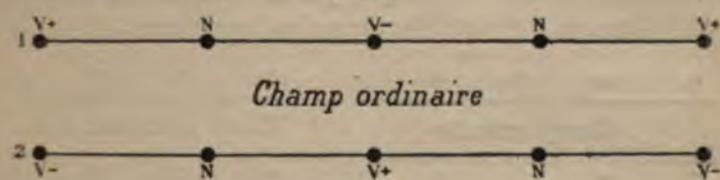


Fig. 4.

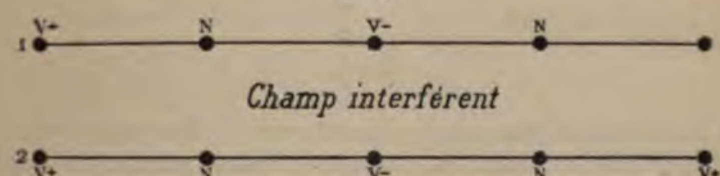


Fig. 5.

additionnelle de fil égale à la demi-longueur d'onde du résonateur à influencer. Comme le montre la *fig.* 7, le champ à deux fils, *interférent* avant la coupure, est *ordinaire* après coupure. Si l'on supprime

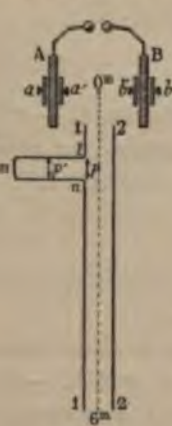


Fig. 6.

rent avant la coupure, est *ordinaire* après coupure. Si l'on supprime la longueur additionnelle $\frac{\lambda}{2}$ par l'interposition d'un pont p réunis-

sant les points *l* et *n*, le champ est interférent d'un bout à l'autre des fils. L'enlèvement du pont rétablit le champ ordinaire après la longueur additionnelle de fil.

Qu'un résonateur soit placé à l'extrémité des fils la plus éloignée de l'excitateur, et l'on conçoit que, par la manœuvre du pont *p*, on puisse l'influencer à volonté plus ou moins longuement.

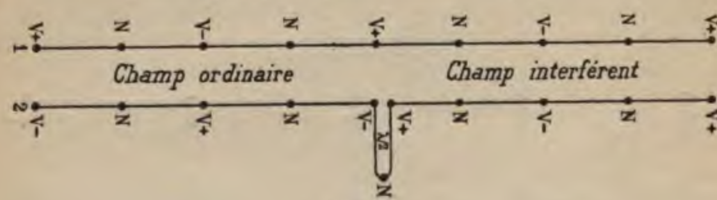


Fig. 7.

L'établissement des champs interférents et leur très commode transformation à volonté en champs ordinaires peuvent être appliqués à la télégraphie. En particulier, ces phénomènes permettent de résoudre d'une manière des plus simples l'important problème de la multicommunication télégraphique. Les détails de cette application dépasseraient les limites de cette note.

II

Fonctionnement du résonateur. — *Résonateur complet.* — Nous nommerons résonateur complet un résonateur qui n'offre d'autre interruption que celle du micromètre.

L'étude d'un résonateur circulaire de Hertz conduit aux lois suivantes :

1° *Le fonctionnement du résonateur est indépendant de la direction de l'étincelle au micromètre ;*

2° *Le résonateur déplacé dans son plan présente des azimuts d'extinction pour les positions I et III. — Ce sont les azimuts* $\alpha = 90°$ *et* $\alpha = 270°$ (Voir *fig.* 1). — *Il n'existe pas d'azimut d'extinction pour la position II, mais deux azimuts de minimum d'effet,* $\alpha = 90°$ *et* $\alpha = 270°$ (Voir *fig.* 1).

La première partie de cette seconde loi avait été déjà indiquée.

La détermination des longueurs d'onde que décèle un résonateur disposé dans la position III, le micromètre étant situé dans l'azimut

$\alpha = 0°$ ou dans l'azimut $\alpha = 180°$, montre qu'on doit rapporter la situation du résonateur non pas à son centre, mais au micromètre.

On n'a pas à tenir compte du rayon du résonateur dans la position I pour les divers azimuts, le micromètre se déplaçant constamment dans le plan du résonateur, plan qui est normal au fil.

Mais dans la position II, suivant qu'il se trouve dans l'azimut $\alpha = 0°$ ou dans l'azimut $\alpha = 180°$, le micromètre est ou plus près ou plus loin de l'excitateur que le centre du résonateur, et l'écart est égal au rayon du résonateur. Le centre du résonateur et le micromètre ne se trouvent plus correspondre, pour ces deux azimuts, avec le même repère du banc de mesure.

On peut énoncer la loi suivante :

3° *C'est la situation du micromètre qui règle dans le cas de la position II, azimuts $\alpha = 0°$ et $\alpha = 180°$, la situation du ventre.*

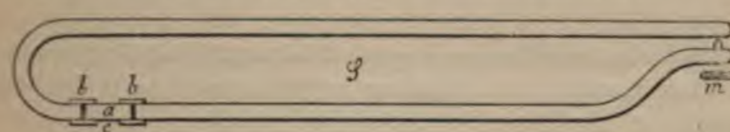


Fig. 8.

Pour soumettre cette loi à un contrôle expérimental décisif, nous nous sommes servis d'un résonateur oblong S mesurant $1^m,50$ de développement (*fig.* 8) et offrant cependant, par suite même de sa forme, près de 75 centimètres entre le micromètre et la partie du résonateur qui en est la plus éloignée.

Si l'on compare entre elles les longueurs d'onde de deux résonateurs, d'une part, et les longueurs de ces résonateurs, d'autre part, on peut énoncer la loi suivante :

4° *La différence entre les demi-longueurs d'onde relatives à deux résonateurs est sensiblement égale à la différence de leurs longueurs :*

$$\lambda - \lambda' = 2(L - L').$$

Résonateur à coupure. — On peut, comme nous l'avons indiqué dès 1895 [1], pratiquer une coupure dans un résonateur circulaire de Hertz, indépendamment de celle offerte par le micromètre, sans que l'appareil cesse de fonctionner.

[1] *Sur les expériences de Hertz* (*Procès-verbaux des séances de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 4 avril 1895, p. 53).

La coupure pratiquée est dite *symétrique*, si le diamètre du résonateur qui passe par le micromètre passe par le milieu de la coupure. Elle est *dissymétrique* (*fig.* 9) dans le cas contraire.

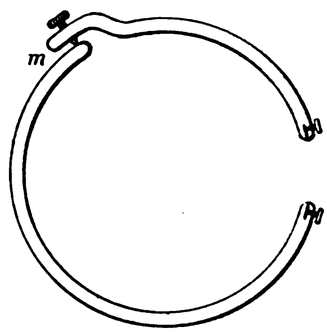


FIG. 9.

L'étude du résonateur à coupure conduit aux lois que nous avons énoncées ici antérieurement et sur lesquelles nous ne reviendrons pas [1].

Nous nous bornerons à rappeler que la différence entre la demi-longueur d'onde d'un résonateur complet et la demi-longueur d'onde d'un résonateur à coupure de même rayon, est sensiblement égale à la longueur de la coupure :

$$\lambda - \lambda_c = 2c.$$

III

ÉTUDE COMPARATIVE DU CHAMP HERTZIEN DANS L'AIR ET DANS LES DIÉLECTRIQUES. — Un résonateur de Hertz dont le plan est perpendiculaire à la direction des fils qui concentrent le champ (*position I*) décèle des sections alternativement nodales et ventrales bien déterminées. Le même résonateur met en évidence un système de nœuds et de ventres alternant avec le précédent, si l'on maintient le plan du résonateur dans le plan même des fils de concentration du champ (*position II*).

Que devient cette double série de sections alternativement nodales et ventrales, lorsqu'on change la nature du milieu entourant les deux fils tendus dans le champ?

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 472; 1898.

Les lois expérimentales *immédiates* auxquelles l'étude de l'huile de pétrole et de l'eau nous a conduit[1] s'expriment par les énoncés suivants :

1° *Les longueurs d'onde des oscillations qui, dans l'air, excitent un même résonateur placé soit dans la position I, soit dans la position II sont les mêmes :*

$$l_{\text{I}} = l_{\text{II}}.$$

2° *Les longueurs d'onde l_{II}, l'_{II} des oscillations qui excitent un résonateur de Hertz placé dans la position II sont les mêmes dans l'air et dans un diélectrique autre que l'air :*

$$l_{\text{II}} = l'_{\text{II}}.$$

3° *Pour les oscillations qui excitent le résonateur de Hertz dans la position I, le rapport de la longueur d'onde l_{I} dans l'air à la longueur d'onde l'_{I} dans un diélectrique autre que l'air est égal à la racine carrée du pouvoir inducteur spécifique du diélectrique par rapport à l'air :*

$$\frac{l_{\text{I}}}{l'_{\text{I}}} = \sqrt{\frac{K'}{K}}.$$

La première de ces lois est celle que nous avons trouvée dans l'étude du champ hertzien dans l'air. La deuxième loi est conforme aux déterminations faites par M. Blondlot au moyen de l'huile de ricin, si l'on admet que *le résonateur de M. Blondlot fonctionne comme un résonateur de Hertz placé dans la position II.* Nous avons vérifié cette hypothèse par une expérience directe. La troisième loi est conforme aux déterminations faites par MM. Cohn et Zeeman au moyen de l'eau, si l'on admet que *le résonateur de MM. Cohn et Zeeman fonctionne comme un résonateur de Hertz placé dans la position I;* nous avons également vérifié cette supposition par une expérience directe.

Les lois expérimentales que nous venons d'énoncer sont susceptibles d'une interprétation théorique plus complète que celle à laquelle conduisent les expériences sur les diélectriques qui ont précédé les nôtres.

Deux théories prévoient les lois de la propagation des oscillations électriques. Celle de Maxwell, qui suppose la propagation, au sein

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 472; 1898.

des diélectriques, de flux de déplacement *exclusivement* transversaux. Celle de Helmholtz, modifiée par M. Duhem, qui suppose la propagation dans les diélectriques de flux de déplacement transversaux et celle de flux de déplacement longitudinaux.

Si l'on désigne par U la vitesse de la lumière dans le vide, par v_0 la vitesse de propagation des flux transversaux dans le vide (pratiquement dans l'air;

Par v, v', la même vitesse dans deux diélectriques différents de pouvoir inducteur spécifique k, k' ;

Par V_0, la vitesse de propagation des flux longitudinaux dans le vide (et pratiquement dans l'air);

Par V, V', la même vitesse dans deux diélectriques différents :

Les lois *théoriques* qui se déduisent des hypothèses précédentes sont résumées dans le tableau suivant :

$$\text{Lois de Maxwell}\left\{\begin{array}{l} v_0 = V \\ \dfrac{v}{v'} = \sqrt{\dfrac{K'}{K}}, \end{array}\right. \qquad \text{Lois de Helmholtz-Duhem}\left\{\begin{array}{l} V = V_0 = U \\ v_0 = V_0 \\ \dfrac{v}{v'} = \sqrt{\dfrac{K'}{K}} \end{array}\right.$$

Les lois expérimentales *immédiates* qui expriment les résultats des expériences de MM. L. Arons et H. Rubens, de MM. Cohn et Zeeman, de M. Blondlot, sont les suivantes :

$$\left(\begin{array}{l}\text{Arons et Rubens}\\ \text{Cohn et Zeeman}\end{array}\right) \frac{l}{l'} = \sqrt{\frac{K}{K'}}; \qquad (\text{Blondlot})\ l = l',$$

l, l', désignant les longueurs d'onde des oscillations qui excitent un même résonateur disposé successivement dans deux diélectriques différents, sans présumer si ces longueurs d'onde se rapportent à des flux transversaux ou à des flux longitudinaux.

Ces lois expérimentales peuvent être indifféremment invoquées en faveur de la théorie de Maxwell ou en faveur de la théorie de Helmholtz suivant les hypothèses que l'on admet : 1° relativement à l'espèce d'ondulations (longitudinales ou transversales) que décèle le résonateur dans chaque expérience; 2° relativement à la période du résonateur.

Si λ et t désignent la longueur d'onde et la période des oscillations transversales, Λ et T celles des oscillations longitudinales, on a, pour

deux diélectriques différents :

$$\begin{matrix} \lambda = vt \\ \lambda' = v't' \end{matrix} \quad \text{ou} \quad \begin{matrix} \Lambda = VT \\ \Lambda' = V'T'. \end{matrix}$$

Suivant que l'on fait les hypothèses :

$$\begin{matrix} l = \lambda \quad \text{et} \quad t = t' \\ l = \lambda \quad \text{et} \quad \frac{t}{t'} = \sqrt{\frac{K'}{K}} \end{matrix} \quad \text{ou} \quad \begin{matrix} l = \Lambda \quad \text{et} \quad T = T' \\ l = \Lambda \quad \text{et} \quad \frac{T}{T'} = \sqrt{\frac{K'}{K}}. \end{matrix}$$

Les expériences de MM. Arons et Rubens, Cohn et Zeeman, d'une part, celles de M. Blondlot, d'autre part, confirment ou infirment l'une des deux théories en présence. De plus, les premières expériences semblent en contradiction avec les secondes, les premières vérifiant l'une des théories quand les secondes l'infirment, et inversement.

L'interprétation de nos propres expériences ne prête pas à une semblable ambiguité.

Notre dispositif, et c'est là son avantage sur ceux de MM. Cohn et Zeeman, de M. Blondlot, nous *oblige* à considérer la période du résonateur comme *indépendante de la nature du milieu qui le baigne*.

Dans ce dispositif, en effet, le résonateur demeure constamment placé dans l'air pendant que le pont mobile p est déplacé dans l'air et lorsque le pont mobile est déplacé dans le milieu étudié.

Nous devons donc admettre :

$$t = t' \qquad \text{ou} \qquad T = T'.$$

Les lois expérimentales que nous avons trouvées :

$$l_1 = l_{11} \ \text{(air)}, \qquad l_{11} = l'_{11}, \qquad \frac{l_1}{l'_{11}} = \sqrt{\frac{K'}{K}}$$

nous conduisent alors à écrire :

$$V_0 = v_0, \qquad V = V', \qquad \frac{v}{v'} = \sqrt{\frac{K'}{K}},$$

conclusions qui s'accordent avec les lois de Helmholtz-Duhem, en admettant les seules hypothèses :

1° Le résonateur de Hertz dans la position I est sensible aux seuls flux transversaux ;

2° Le résonateur de Hertz dans la position II est sensible aux seuls flux longitudinaux.

SUR LA DÉFORMATION DES DIÉLECTRIQUES POLARISÉS;

Par P. DUHEM.

Dans un travail *sur la déformation électrique des corps solides isotropes*, publié récemment au *Journal de Physique*, M. Sacerdote cite quelques tentatives que j'avais insérées, en 1886, dans mon écrit sur le *Potentiel thermodynamique ;* ces tentatives, très voisines de celles de Moutier, dont elles ne diffèrent guère que par substitution du potentiel thermodynamique au viriel, me paraissent aujourd'hui devoir être rejetées, car je regarde comme inexacte la manière dont il y est tenu compte de la polarisation des diélectriques. Je demande la permission de rappeler que je leur ai substitué, depuis, une autre théorie, fondée sur les méthodes les plus sûres de la statique; cette théorie me paraît résoudre complètement le problème des pressions au sein des milieux diélectriques, problème qui avait reçu jusque-là des solutions incorrectes, dont Em. Mathieu, M. Beltrami, M. Brillouin, avaient signalé l'inexactitude.

Cette théorie est inaugurée dans nos *Leçons sur l'électricité et le magnétisme* (1). Après une critique minutieuse des erreurs de principe commises par nos illustres devanciers, nous avons montré de quelle manière le principe des vitesses virtuelles devait être appliqué à un milieu doué de polarisation diélectrique ou magnétique, que ce milieu soit fluide, solide, isotrope ou cristallisé; nous avons d'ailleurs complété plus tard (2) notre analyse en ce qui concerne les milieux cristallisés.

La méthode que nous avons suivie paraît hors de contestation; malheureusement une erreur s'était glissée dans nos calculs; en estimant la variation virtuelle du potentiel diélectrique ou magnétique, nous avions négligé, comme infiniment petit du second ordre, une quantité qui était en réalité un infiniment petit du premier ordre; il résulte de cette erreur que les conditions d'équilibre qui se réfèrent aux divers points de la surface limite d'un milieu polarisé avaient été données par nous d'une manière inexacte; au contraire,

(1) *Sur les pressions à l'intérieur des milieux magnétiques ou diélectriques* (*Comptes rendus*, t. CXII, p. 657; 1891); — *Leçons sur l'électricité et le magnétisme;* t. II, *les Aimants et les Corps diélectriques;* livre XII, *les Déformations des corps polarisés*. Paris, 1892.

(2) *Sur la déformation électrique des cristaux* (*Annales de l'École normale*, 3e série, t. IX, p. 167; 1892); — *Sur le déplacement de l'équilibre* (*Ibid.*, p. 375; 1892).

les conditions d'équilibre qui se réfèrent aux divers points de la surface situés à l'intérieur de la masse magnétique ou diélectrique avaient été exactement données. La même erreur entachait les conditions aux limites que nous avions établies en étudiant les solutions d'un sel magnétique [1].

Cette erreur fut signalée par M. Liénard [2]. M. Liénard a donné une évaluation du terme que nous avions négligé et est ainsi parvenu à une théorie entièrement correcte de la pression dans les milieux polarisés.

Cette théorie présente une particularité remarquable : pour maintenir en équilibre un fluide polarisé, il faut appliquer, à chacun des éléments de la surface qui le limite, une pression dont la direction est normale à l'élément, mais dont *la grandeur dépend de l'orientation de l'élément;* la grandeur de cette pression en un point est $2\pi\varepsilon M^2 \cos^2(M, N)$, ε étant la constante des lois de Coulomb, et M l'intensité de polarisation.

Lorsque le corps est assez faiblement polarisé pour que l'on puisse négliger son potentiel sur lui-même, cette pression introduite par M. Liénard devient proportionnelle au carré de l'intensité du champ et *au carré du coefficient de polarisation du corps;* au contraire, tous les autres termes que la polarisation conduit à introduire dans l'étude des pressions sont proportionnels au carré de l'intensité du champ et *à la première puissance du coefficient de polarisation;* le terme introduit par M. Liénard peut donc être négligé, lorsque l'on considère seulement des corps faiblement diélectriques ou faiblement magnétiques; pour de tels corps, la théorie que nous avons donnée subsiste en entier. Au contraire, pour des corps fortement magnétiques, tels que le fer doux, le terme complémentaire a une grande valeur.

Les belles recherches de M. Liénard nous ont amené, à notre tour, à reprendre l'étude des pressions dans les milieux polarisés; nous l'avons fait [3] par une méthode dont la rigueur et la généralité ne puissent laisser place au doute; il va sans dire que nos conclusions ont été conformes de tout point à celles de M. Lienard.

---

[1] *Sur les dissolutions d'un sel magnétique* (*Annales de l'École normale*, 3e série, t. VII, p. 289; 1890).

[2] Liénard, *Pressions à l'intérieur des aimants et des diélectriques* (*La Lumière électrique*, t. LII, p. 7 et p. 67; 1894).

[3] *Sur les pressions dans les milieux diélectriques ou magnétiques* (*American Journal of Mathematics*, vol. XVII, p. 117; 1895).

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXIX; 1899; n°s 9 et 10.

W. KÖNIG. — Dispersionsmessungen am Gyps (Mesures de dispersion sur le gypse). — P. 1-11.

M. König place entre les deux nicols une lame de gypse en forme de coin, et mesure, pour diverses radiations (ce sont les principales raies de Frauenhofer), la distance de deux franges consécutives.

Cette mesure renseigne sur la dispersion de double réfraction du prisme employé, c'est-à-dire sur la loi de variation avec la longueur d'onde de la différence $n_e - n_0$ des indices extraordinaire et ordinaire. (Le prisme employé, ayant une de ses faces parallèle au plan de clivage, était tel que l'on pouvait confondre $n_e - n_0$ avec $n_1 - n_3$: n_1 étant le plus grand, et n_3 le plus petit, des trois indices principaux du gypse.)

M. König a étudié deux prismes; ils n'ont pas donné des résultats concordants. La cause du désaccord n'est pas tirée au clair, et la dispersion du gypse ne peut être considérée encore comme bien connue.

Néanmoins, M. König a utilisé ses mesures à une application qui n'exige pas en effet la connaissance de cette dispersion : c'est la détermination de la longueur d'onde efficace d'un faisceau servant à des expériences de photographie. Il se sert de ce faisceau pour photographier les franges d'un des prismes de gypse qu'il a étudiés, et mesure leur distance sur le cliché.

A. Cotton.

W. KÖSTERS. — Ueber die elektrische Ladung elektrolytisch frisch hergestellter Gase (Sur la charge électrique de gaz récemment obtenus par électrolyse). — P. 12-23.

On sait depuis longtemps que, dans le voisinage des chutes d'eau, en général, l'air s'électrise négativement. Lenard [1] a constaté que cette électrisation négative de l'air a toujours lieu quand les gouttes d'eau rencontrent un obstacle dans leur chute ; selon lui, la couche

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 70; 1894.

électrique double au contact de l'eau (chargée positivement) et de l'air (chargé négativement) serait alors rompue si brusquement que les deux électricités n'auraient pas le temps de se recombiner. Un grand nombre d'expériences ont été faites, depuis, sur cette « électricité de chute d'eau » et ont confirmé les résultats de Lenard. D'autre part, on sait que lord Kelvin ([1]), faisant barboter de l'air dans de l'eau, a observé une électrisation de ces deux corps.

Enfin Townsend ([2]) a récemment démontré que les gaz dégagés par électrolyse emportent une charge électrique de signe variable suivant l'électrolyte et le gaz considérés. C'est l'origine de cette charge que M. Kösters a eu en vue d'établir dans le travail actuel, et il semble bien, d'après ses expériences, qu'il n'y a là qu'un cas particulier du phénomène déjà étudié par Lenard et lord Kelvin.

M. Kösters a tout d'abord répété et confirmé les expériences de Townsend. Il s'est assuré que l'électrisation des gaz dégagés ne provenait pas du frottement des poussières liquides qu'ils emportent sur les parois des tubes qui servent à les recueillir.

Il constate que le liquide électrolysé a une charge égale et de signe contraire à celle du gaz dégagé.

Il fait alors barboter à travers des liquides identiques à ceux qui lui avaient servi dans les précédentes électrolyses les gaz qu'elles fournissent; ces gaz sont d'ailleurs préparés, soit par les procédés ordinaires, soit par l'électrolyse même, et ils sont préalablement déchargés par leur filtration à travers un tampon de ouate relié au sol. Il compare les signes de leur électrisation à la sortie du liquide avec ceux qu'on obtient dans l'électrolyse et que résume le tableau suivant :

Électrolyse d'une solution d'acide sulfurique...	H + O +
Électrolyse d'une solution de potasse.........	H + O —

Électrolyse d'une solution d'acide chlorhydrique :

1° Avec électrodes de platine.....	H + Cl —
2° Avec électrodes de charbon....	H +, puis 0, puis — Cl —.

([1]) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 554; 1896.
([2]) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 376; 1898.

Les signes concordent dans les deux cas. Cependant l'oxygène provenant d'une bombe est chargé positivement après son passage à travers la solution de potasse ; mais il faut remarquer que l'oxygène résultant de l'électrolyse contient de l'ozone et, si on fait barboter de l'oxygène obtenu par électrolyse et non filtré, on a ici encore une forte charge négative, accompagnée d'une forte charge positive du liquide [1].

Une courbe reproduite dans le mémoire montre que la charge obtenue par unité de temps augmente très considérablement avec la pression.

M. Kösters, comparant ensuite quantitativement les charges obtenues d'une part, lors de l'électrolyse, et, d'autre part, lors du simple barbotage, dans chacun des cas, a constaté qu'il n'y avait aucune proportionnalité entre elles. Il arrive, par exemple, que pour une certaine solution d'acide sulfurique on ait, lors du barbotage, des charges plus faibles, et, lors de l'électrolyse, des charges plus grandes que pour une solution plus concentrée. Sans pouvoir expliquer le fait, M. Kösters pense que la viscosité de la solution joue un rôle considérable, lors de l'électrolyse. Enfin il ne s'explique pas non plus que les charges obtenues lors de l'électrolyse soient extrêmement grandes par rapport à celles obtenues par barbotage, à égalité de masses gazeuses.

H. Bagard.

G.-W. PATTERSON. — Experimentelle und theoretische Untersuchung über das Selbspotential (Recherches expérimentales et théoriques sur la self-induction). — P. 34-64.

L'auteur compare les méthodes de Maxwell [2] et d'Oberbeck [3]. La méthode de Maxwell exige des résistances très bien connues, un bon galvanomètre balistique et une température constante. Celle d'Oberbeck n'exige pas la même précision dans la connaissance des résistances ; elle comporte l'emploi d'un électrodynamomètre sensible, d'assez grande résistance et de faible self-induction, et d'une source de force électromotrice sinusoïdale ; les variations de température y ont moins d'importance. En somme, les conditions

---

[1] La charge est alors de 5 à 10 fois supérieure à celle qu'on obtient avec le gaz ordinaire.

[2] Maxwell, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, t. CLV, p. 475 ; 1865.

[3] Oberbeck, *Wied. Ann.*, t. XVII, pp. 816 et 1040 ; 1882.

véritablement caractéristiques des deux méthodes sont, pour la première, une grande constance de température, et, pour la deuxième, la nécessité d'une source bien fixe de force électromotrice sinusoïdale. Pour les faibles self-inductions, on doit abandonner la méthode de Maxwell, à cause de l'influence perturbatrice de la chaleur de Joule. Celle d'Oberbeck continue, au contraire, à donner de bons résultats.

Ch. Maurain.

ELSTER et GEITEL. — Weitere Versuche an Becquerelstrahlen (Recherches sur les rayons de Becquerel). — P. 83.

On se propose de déterminer la source d'énergie des rayons Becquerel émis par les sels d'uranium et de thorium.

Cette source n'est pas extérieure.

Elle n'est pas due à une action continuée et postérieure des rayons cathodiques ; le pouvoir photographique et l'action sur les corps électrisés ont la même intensité après ou avant l'action des rayons cathodiques.

On confirme le fait que la propriété d'émettre des rayons Becquerel est particulière à deux ou plusieurs métaux, polonium et radium, qui accompagnent l'uranium et le thorium.

Les rayons Becquerel ne subissent pas la déviation magnétique.

F. GIESEL. — Einiges über das Verhalten des radioactiven Baryts und über Polonium (Quelques propriétés du baryum radioactif et du polonium). — P. 91.

On a préparé un chlorure de baryum actif agissant d'une façon intensive. Il est identique à celui de Curie.

On donne quelques propriétés. Je cite seulement les suivantes :

Les sels de baryum radioactif nouvellement cristallisés présentent peu d'activité.

Leur pouvoir radioactif augmente avec le temps jusqu'à un certain maximum à partir duquel il se conserve constant.

Une dissolution concentrée de chlorure actif dans l'eau possède d'abord le même pouvoir que le sel solide, puis ce pouvoir va en s'affaiblissant jusqu'à presque complète disparition.

Le baryum radioactif émet des rayons qui pénètrent plus facilement les métaux que le polonium.

W. KAUFMANN. — Ueber die diffuse Zerstreung der Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen (Sur la dispersion diffuse des rayons cathodiques dans divers gaz). — P. 95.

D'après Lenard, les rayons cathodiques sont en partie absorbés et en partie diffusés par les gaz.

D'après E. Goldstein, la lumière de la troisième couche cathodique résulte de la réflexion diffuse des rayons cathodiques sur les molécules gazeuses. L'auteur étudie cette diffusion dans divers gaz par la méthode de M. Perrin.

Un faisceau cathodique convenablement diaphragmé traverse suivant l'axe un cylindre métallique qui communique avec le sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre.

Si les rayons cathodiques ne touchent pas les parois du cylindre et si le galvanomètre dévie, on ne peut attribuer ce courant qu'à l'absorption et à la diffusion des rayons cathodiques ; l'absorption est négligeable devant la dispersion, d'après Lenard.

On trouve que pour chaque gaz (azote, acide carbonique, oxyde de carbone, hydrogène, protoxyde d'azote), la quantité $\frac{bV}{p} = C^{te}$, où b est le coefficient de diffusion, V la chute de potentiel entre les électrodes, et p la pression.

On cherche ensuite à rendre compte des faits par la théorie de l'émission, mais dans une voie trop hypothétique pour que nous en rendions compte.

E. RIECKE. — Ueber den in Rodiometern aufstehende Druck (Sur la pression qui s'exerce dans le radiomètre). — P. 119.

Les mesures récentes de M. Donle par le bifilaire ont donné pour cette pression des valeurs quarante à soixante fois plus petites que celles obtenues par l'auteur avec une méthode indirecte.

Cet écart provient d'une erreur numérique et d'une évaluation inexacte du moment d'inertie.

En employant la méthode de Gauss pour la détermination du moment, on trouve des nombres très voisins de ceux de Donle.

R. Swyngedauw.

W.-D. COOLIDGE. — Dielektrische Untersuchungen und elektrische Drahtwellen — (Mesure des pouvoirs inducteurs spécifiques au moyen des ondes électriques se propageant dans les fils). — P. 125-166.

Le dispositif employé par l'auteur est une modification de celui qui a été indiqué par Drude [1].

Le condensateur, au lieu d'être placé derrière le premier pont, se trouve en avant, en dérivation sur les fils. Les ondes qui traversent le condensateur sont plus intenses, ce qui permet de déceler des absorptions beaucoup plus faibles.

Pour les gaz liquéfiés SO^2, AzH^3, Cl^2, les pouvoirs inducteurs sont :

SO^2.............	13,75	à 14°	$\frac{1}{2}\lambda = 61$ cm.
AzH^3............	16,2	14°	65,6
Cl^2.............	1,88	14°,1	49,5

Pour déterminer l'absorption, l'auteur emploie deux condensateurs qu'il insère successivement dans le circuit : l'un, A, est rempli d'eau ; l'autre, B, du liquide à étudier. On détermine la demi-longueur d'onde correspondant au premier, A ; puis on le remplace par l'autre, B, dont on fait varier la capacité (en déplaçant les électrodes) jusqu'à ce que la longueur d'onde soit la même. Cette condition étant réalisée, on cherche le nombre maximum de nœuds qu'on peut distinguer ; puis on répète cette observation avec le condensateur A, rempli de dissolutions de sulfate de cuivre, de concentration croissante. Lorsque le nombre de nœuds observables est le même, l'absorption du liquide étudié est égale à celle de la dissolution de sulfate de cuivre.

Le coefficient d'absorption totale se compose du coefficient d'absorption anomale et du coefficient dû à la conductibilité.

L'eau elle-même possède un coefficient d'absorption anomale $\varkappa_1$, dont le maximum correspondrait, d'après le calcul, à $\lambda = 3,6$ millimètres. Pour les longueurs d'onde voisines de 150 centimètres, employées dans les présentes mesures, $\varkappa_1 = 0,0082$. En sorte que, pour une dissolution de sulfate de cuivre de conductibilité spécifique σ_1, le pouvoir inducteur spécifique de l'eau étant pris égal à 81 :

$$\varkappa = 0,0082 + \frac{\sigma_1 \lambda v}{81}.$$

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 175 ; 1896 ; et t. VI, p. 636 ; 1897.

Parmi les éthers-sels, les suivants possèdent un coefficient d'absorption anomale :

Benzoate de méthyle ($\varkappa = 0{,}017$), d'éthyle (0,018), d'amyle (0,023), d'isobutyle (0,028), acétate de phényle (0,012), formiate de propyle (0,008), d'isobutyle (0,008), d'amyle (0,009).

L'appareil de Lecher paraîtrait, à première vue, plus approprié à la mesure des pouvoirs inducteurs, parce que la variation de la capacité y influe davantage sur la longueur d'onde ; mais, en réalité, la précision n'est pas plus grande, à cause de l'amortissement plus considérable.

Les mesures effectuées sur les mélanges d'alcool éthylique et de chloroforme ont vérifié l'exactitude de la formule :

$$\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{d}\,100 = \frac{\sqrt{\varepsilon}-d_1}{d_1}\,p_1 + \frac{\sqrt{\varepsilon}-d_2}{d_2}\,(100-p_1),$$

vérifiée par Philipp pour les oscillations lentes.

Tandis que les alcools purs ou en dissolution concentrée exercent une absorption anomale très marquée, leur pouvoir inducteur en dissolution étendue, déduit de la formule ci-dessus, est le même pour les oscillations lentes ou rapides ; l'absorption anomale a donc disparu.

M. Lamotte.

Paul EWERS. — Zur Mechanik der Canal-und Kathoden-strahlen (Sur le mécanisme des rayons-canaux et des rayons cathodiques). — P. 167-200.

Les expériences relatées dans ce mémoire tendent à justifier l'hypothèse [1] suivant laquelle les rayons-canaux seraient dus à un transport d'ions positifs, détachés du métal de la cathode.

a) Si, faisant varier la pression à l'intérieur d'un même tube, on porte en abscisses les pressions, et en ordonnées les intensités correspondantes de la décharge, on obtient une courbe régulière dont l'intersection avec l'axe des abscisses fait connaître avec précision la pression P, à laquelle commencerait à apparaître, avec le tube employé, le phénomène des rayons-canaux. Ces expériences ont été faites sur un même tube, avec trois gaz différents (H, CO^2, Az) et trois électrodes de rechange, en toile métallique (Al, Fe, Pt). On

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 288 ; 1899.

trouve ainsi que : 1° la pression P est indépendante de la nature de la cathode; 2° elle est telle qu'à ce moment la longueur de libre parcours moyen des molécules gazeuses est la même pour les trois gaz étudiés, ainsi que la somme des sections des molécules comprises dans l'unité de volume;

b) Wien[1] avait trouvé directement, par des expériences de déviation magnétique sur les rayons-canaux, qu'une charge électrique ε est transportée par une masse matérielle m, telle que :

$$m = 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot \varepsilon.$$

Or, d'après les lois de l'électrolyse, on a, en unités absolues :

$$\varepsilon = 96540 \cdot 10^{-1} \cdot \frac{N}{A} \cdot m,$$

et, si on admet que la matière transportée est réellement prise à la cathode, qui, dans les expériences de Wien, était en fer, on devra poser $N = 2$, $A = 55,9$. On obtient ainsi un accord très satisfaisant (à $\frac{1}{11}$ près) entre les deux formules ci-dessus ;

c) Un galvanomètre et un voltmètre donnent l'énergie électrique a, fournie au tube; un calorimètre mesure la portion $\alpha^2 a$ de cette énergie, qui est convertie en chaleur sur les parois du tube frappées par les rayons-canaux ; un miroir tournant donne approximativement la fréquence des décharges. On a d'ailleurs dans l'hypothèse actuelle :

$$\alpha^2 a = \frac{n \cdot m \cdot v^2}{2}, \tag{1}$$

$$q = n\varepsilon; \tag{2}$$

d'où :

$$v = \alpha \sqrt{\frac{2a}{q} \cdot \frac{\varepsilon}{m}}. \tag{3}$$

D'autre part, on a vu que la quantité $\frac{\varepsilon}{m} = 96540.10^{-1} \frac{N}{A}$ peut être calculée pour chaque métal formant électrode. La formule (3) fait donc connaître v, vitesse de transport des ions dans les rayons-

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 561 ; 1898.

canaux. On a ainsi :

$5{,}9 \cdot 10^7$ pour l'aluminium,
$3{,}6 \cdot 10^7$ pour le fer,
$1{,}9 \cdot 10^7$ pour le platine.

On peut alors calculer la quantité de mouvement $n.\,m.\,v. = \frac{m}{\varepsilon}.\,v.\,q.$ mise en jeu, pour chaque décharge partielle, et la comparer à la quantité de mouvement que, d'après la théorie cinétique, possèdent les molécules du gaz traversé par la décharge. Les valeurs ainsi trouvées sont du même ordre. Il en résulterait donc que *les rayons-canaux commenceraient à apparaitre, lorsque le vide du tube a été porté à un tel point que la quantité de mouvement des particules métalliques détachées de la cathode devient égale ou supérieure à la quantité de mouvement des molécules gazeuses, à travers lesquelles se produit le phénomène.*

Cette conclusion se prêterait d'ailleurs facilement à une interprétation des particularités signalées au premier paragraphe.

F. Carré.

H. EBERT. — Das Entwickelungsgesetz des Hittorf'schen Kathodendunkelraumes (Loi du développement de l'espace cathodique obscur). — P. 200-220.

L'auteur, qui s'était proposé de déterminer comment la longueur d de l'intervalle obscur dépend de la pression intérieure p, a été conduit à essayer, pour chaque gaz, une relation telle que :

$$p^m \cdot d = \text{C}^{\text{te}}, \qquad 0 < m \leq 1. \tag{1}$$

Or, si l'on représente le phénomène à l'aide de courbes, dont les coordonnées soient respectivement les logarithmes de d et de p, on trouve que, pour chaque gaz, la courbe totale se compose de deux portions de droites, inégalement inclinées. Au point d'intersection de ces deux droites correspond une pression Π, au-dessus et au-dessous de laquelle le phénomène est très exactement représenté par la formule (1), mais avec des valeurs différentes de m.

Les expériences ont été faites sur des tubes de très grande capacité (4 litres environ), avec des courants alternatifs à haute tension (126 à 128 volts). La longueur d était mesurée à l'aide d'un viseur, porté sur une machine à diviser.

O. BEHRENDSEN. — Beiträge zur Kenntniss der Becquerelstrahlen (Contribution à l'étude des rayons Becquerel). — P. 220-236.

Les décharges de l'électroscope par les radiations Becquerel sont utilisées pour étudier l'influence de la température sur l'intensité de ces radiations. Cette influence, nettement accusée, conduirait l'auteur à admettre que les atomes des substances radio-actives sont susceptibles de former entre eux et avec les atomes des autres substances des molécules complexes, à équilibre instable. F. Carré.

St. MEYER. — Magnetisirungszahlen anorganischer Verbindungen (Constantes magnétiques de corps inorganiques). — P. 236-263.

Le mémoire se compose d'un tableau renfermant les susceptibilités magnétiques d'un grand nombre de corps, déterminées par les méthodes décrites dans plusieurs mémoires antérieurs de l'auteur [1], et des conclusions qualitatives ou quantitatives qu'on peut en tirer. Ainsi une combinaison de deux éléments diamagnétiques est toujours diamagnétique; la combinaison de deux éléments magnétiques est, en général, magnétique; les exceptions concernant des combinaisons entre éléments, faiblement magnétiques. Le magnétisme moléculaire des combinaisons magnétiques est plus petit que la somme des magnétismes atomiques des composants; pour les substances diamagnétiques, la loi d'addition paraît convenir au contraire, au moins dans une première approximation. On l'a utilisée pour calculer les constantes de quelques éléments sur lesquels il n'a pas été fait de mesures directes.

Si on construit une courbe en portant en abscisses les poids atomiques des éléments et en ordonnées les volumes atomiques, on obtient une courbe présentant une suite de maximum pointus et de minimum arrondis. Or tous les corps, sauf de très rares exceptions, qui sont voisins des minimum, sont magnétiques, et ceux qui sont voisins des maximum sont diamagnétiques; les magnétiques remontent plus haut du côté des branches descendant vers les minimum que du côté ascendant. L'auteur tire de cette disposition quelques conséquences relatives à des corps mal placés, et dont le poids atomique paraîtrait ainsi mal connu. Ch. Maurain.

---

[1] *Wied. Ann.*, t. LXVII et LXVIII.

ROBERT EMDEN. — Ueber die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase (Sur les phénomènes d'écoulement des gaz permanents). — P. 264-289 (n° 9) et p. 426-453 (n° 10).

L'auteur étudie les phénomènes qui se produisent lorsque des gaz permanents s'écoulent d'un orifice sous des pressions plus ou moins grandes. Le jet gazeux est photographié, et sur un grand nombre de ces photographies on aperçoit de petits disques ; la distance de deux de ces petits disques, analogues à des sections nodales, est ce que l'auteur désigne sous le nom de longueur d'onde λ. Voici les principaux résultats :

1° Dans un jet gazeux s'écoulant sous une pression suffisamment grande se produisent des variations de densité périodiques et stationnaires, que nous pouvons assimiler à celles qui produisent les ondes sonores stationnaires. Il est vraisemblable que ces ondes stationnaires sont planes ;

2° Ces ondes stationnaires commencent à se produire pour tous les gaz permanents sous une pression critique $p_k' = 1{,}9$ atmosphère. (Ce phénomène s'est présenté rigoureusement avec six ouvertures d'écoulement ; les petites différences constatées avec deux ouvertures se sont facilement expliquées pour nous.)

3° La longueur d'onde λ est, pour une même grandeur de l'ouverture d'écoulement, indépendante de la matière dont elle est faite ; elle dépend très peu de sa forme ;

4° A égale grandeur de l'ouverture d'écoulement et à égale pression, la longueur d'onde λ est indépendante du poids moléculaire du gaz ;

5° λ croît avec la pression p et avec le diamètre d de l'ouverture d'écoulement. λ s'exprime en fonction de p et de d par la formule empirique suivante :

$$\lambda = z \times d^{(mm)} \sqrt{\frac{p - p_k'}{p_1}},$$

formule dans laquelle z est un nombre constant, $p_1 = 1$ atmosphère, $p_k' =$ pression critique, 1,9 atmosphère ;

6° Pour tous les gaz, le coefficient z a été trouvé égal, en moyenne, à 0,88 ; ce nombre a été obtenu avec huit ouvertures ;

7° A partir du moment où commencent à se produire des ondes stationnaires (pression d'écoulement convenable), les sections d'égal diamètre se reproduisent périodiquement de telle façon que la section

la plus faible coïncide avec un des petits disques représentés sur la photographie et a une grandeur égale à celle de l'ouverture d'écoulement, tandis que la section la plus grande croît avec la pression et se trouve sensiblement placée au milieu de sections minima.

Dans un second mémoire théorique, l'auteur part des hypothèses que M. de Saint-Venant a prises comme point de départ dans un de ses mémoires sur l'écoulement de l'air déterminé par des différences de pression considérables [1].

Il démontre qu'en chaque point du gazeux la densité est inversement proportionnelle à la section; et il retrouve une loi vérifiée expérimentalement :

La longueur d'onde λ est proportionnelle au diamètre de l'orifice d'écoulement et indépendante du poids moléculaire du gaz qui s'écoule.

L. Marchis.

W. VOIGT. — **Bemerkungen über die bei dem Zeeman'schen Phänomen stattfindenden Intensitätsverhältnisse (Remarques sur les intensités relatives des composantes dans l'effet Zeeman).** — P. 290-296.

Les raies spectrales, observées perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique, se divisent, comme on sait, en plusieurs composantes. Si l'on examine les intensités relatives des composantes d'une raie modifiée, en se bornant au cas du triplet normal de Zeeman, on observe des différences singulières d'une raie à une autre : tantôt la composante centrale l'emporte nettement sur les composantes latérales, tantôt c'est l'inverse. On le constate notamment sur des photographies des raies du fer, faites par M. Zeeman.

M. Voigt cherche à les expliquer, en introduisant dans sa théorie une hypothèse supplémentaire. Il y rattache les phénomènes de polarisation partielle (Egoroff et Georgiewsky).

A. Cotton.

---

[1] *Journal de l'École Polytechnique*, t. XVI, 1839.

W. VOIGT. — Zur Theorie der Einwirkung eines elektrostatischen Feldes auf die optischen Eigenschaften der Körper (Sur la théorie de l'influence d'un champ électrostatique sur les propriétés optiques des corps). — P. 297-318.

La théorie que développe M. Voigt, pour les phénomènes *électro-optiques*, est analogue à celle qu'il a proposée pour les phénomènes *magnéto-optiques :* elle a, comme point de départ, les équations de Hertz, sous une forme adaptée à l'explication de la dispersion et des propriétés des cristaux. M. Voigt cherche en effet à rendre compte non seulement du phénomène de Kerr (double réfraction électrique des corps primitivement isotropes), mais encore des observations faites par Pockels (Göttingue, 1893) sur les propriétés électro-optiques de certains cristaux. Il rattache aussi à cette théorie le pouvoir rotatoire cristallin.

M. Voigt est amené ainsi à prévoir l'existence de phénomènes électro-optiques qui n'ont pas encore été observés. Certains d'entre eux seraient des phénomènes électriques produits par la lumière (électrisation de certains cristaux, changement des constantes d'électrisation de corps cristallisés ou isotropes). M. Voigt prévoit qu'ils seraient très peu marqués.

Mais il se propose de rechercher expérimentalement une autre conséquence de sa théorie, à laquelle on peut arriver, d'ailleurs, en rapprochant le phénomène de Kerr et celui de Faraday ; il existerait un phénomène électro-optique analogue au phénomène magnéto-optique de Zeeman ; les raies d'absorption (ou d'émission) d'un corps seraient modifiées par un champ *électrostatique*.

A. Cotton.

W. WOLFF. — Ueber die bei Explosionen in der Luft eingelerteten Vorgänge (Sur les circonstances qui accompagnent les explosions dans l'air). — P. 329-371.

Pour obtenir des résultats appréciables à de grandes distances, l'auteur emploie 1.500 kilogrammes d'explosif.

Il mesure d'abord, par une méthode graphique, la vitesse avec laquelle se propage l'effet de l'explosion. Cette vitesse, grande à une petite distance du centre de l'explosion, décroît quand on s'éloigne, et tend vers une limite égale à la vitesse du son dans l'air dans les conditions de l'expérience. Elle peut se représenter par la formule

suivante :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{b}{a}\sqrt{1 + \frac{b^2}{r^2}},$$

r étant la distance, b et a des constantes que l'on peut calculer.

Dans une des expériences

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= 654^{m},8 \qquad \text{pour } r = 10 \text{ mètres} \\ &= 422\ ,1 \qquad\qquad r = 25 \quad — \\ &= 361\ ,4 \qquad\qquad r = 250 \quad — \end{aligned}$$

la limite $\frac{b}{a}$ étant 361,2, et la vitesse du son dans l'air $344^{m},75$.

Dans d'autres expériences, $\frac{b}{a}$ est beaucoup plus rapproché de la vitesse du son.

La compression de l'air est également mesurée par une méthode graphique, qui permet de constater qu'en un point donné l'équilibre est rompu pendant un temps certainement inférieur à $0^{s},03$.

Toutefois la propagation des effets de l'explosion et la propagation du son diffèrent en ce que, dans le voisinage immédiat du lieu de l'explosion, il se produit un mouvement de translation de la masse gazeuse, qui s'annihile d'ailleurs rapidement, et que, d'un autre côté, le mouvement dans ce cas est la suite de compressions finies, tandis que, pour le son, le mouvement résulte de compressions infiniment petites.

En disposant des vitres de distance en distance, on vit que certains fragments étaient lancés du côté opposé au lieu de l'explosion dans un sens qu'on appelle positif, et d'autres vers le lieu de l'explosion, dans le sens négatif. Les premiers fragments, très abondants à une petite distance, diminuent quand on s'en éloigne ; le contraire a lieu pour les seconds. En se servant d'appareils ne fonctionnant que sous l'action d'une force dirigée dans le sens positif, et d'autres seulement sous l'action d'une force dirigée dans le sens négatif, on peut vérifier qu'en chaque point agissent deux forces disposées en sens inverse et dont l'action est à peu près simultanée.

La théorie de Riemann sur la propagation d'ondes planes d'air dont l'amplitude d'oscillation est finie rend compte de ces faits, bien que, dans les cas étudiés par l'auteur, les surfaces d'onde soient sphériques. En particulier, pour la propagation des débris de verre en

deux sens opposés, l'ancienne explication, qui consistait à admettre qu'au mouvement de projection des gaz à partir du lieu de l'explosion succédait un mouvement d'aspiration vers ce point est invraisemblable, puisque le mouvement de translation des gaz ne se fait pas sentir à plus de 25 mètres.

L'auteur a vérifié, de plus, par deux procédés différents, que l'énergie reçue en un point variait en raison inverse du carré de la distance de ce point au centre de l'explosion.

L. Chair.

H. EBERT. — Glimmlichterscheimungen bei hochfrequentem Wechselstrome (Phénomènes d'illumination pour des courants de haute fréquence). — P. 372-397.

On étudie les phénomènes de la troisième couche cathodique.

L'effet d'une décharge subsiste quelque temps après le passage de la décharge. Il semble que les particules restent chargées quelque temps d'électricité positive.

Dans une série de décharges se succédant assez rapidement, pour l'une d'elles le gaz n'est pas dans le même état que pour la première, et ceci se présentera dès que la vitesse de diffusion sera insuffisante pour neutraliser les particules chargées ; il en résulte un changement dans le phénomène de décharge.

Si on diminue graduellement la pression dans un tube à vide (le tube est excité par un courant alternatif), l'intensité du courant va en augmentant, puis en diminuant : le voltage du courant d'excitation, et la dépense en watts vont en diminuant, puis en augmentant. Le maximum de l'intensité et le minimum du voltage et du wattage ont lieu pour la même pression d'inversion. Cette inversion dans les divers gaz se produit lorsque la distance moyenne de parcours des molécules est la même. Elle dépend d'ailleurs de la largeur des tubes.

On voit que ce sont les couches gazeuses voisines des électrodes qui gardent leurs charges, parce que, si on rend mobile l'une des électrodes, on constate une répulsion en excitant le tube par courants alternatifs.

R. Swyngedauw.

PERCIVAL LEWIS. — Ueber den Einfluss kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spectrum (Influence, sur le spectre d'un gaz, de petites quantités de matières étrangères). — P. 398-425.

On a souvent observé que des traces de substances étrangères modifiaient les spectres des gaz. M. Lewis s'est proposé d'étudier cette influence dans le cas de l'*hydrogène* et de l'*oxygène*.

Il observe l'aspect caractéristique du spectre du gaz pur et mesure[1] dans diverses conditions, en faisant, en particulier, varier la pression, l'intensité des raies spectrales isolées qu'il présente. Puis il ajoute les traces de gaz étrangers et observe l'effet produit.

Les tubes employés sont des tubes en H, avec électrodes extérieures. On observe suivant l'axe de la partie capillaire.

L'étude de l'hydrogène pur a montré qu'avec ces tubes l'émission était la plus intense pour une pression intérieure d'environ 3 millimètres, tandis que ce maximum a lieu pour une pression de 6 millimètres, si les électrodes sont intérieures. On a observé, à côté des raies du spectre élémentaire de l'hydrogène (raies étudiées $H_\alpha = 6563$, $H_\beta = 4861$), l'autre spectre (*zusammengesetzte spectrum*) formé de raies moins intenses situées dans le rouge, l'orangé et le vert. M. Lewis croit que ce « zusammengesetzte spectrum » est bien dû à l'hydrogène et non à une impureté, comme on l'a prétendu. Il explique que Salet et Cornu ne l'aient pas vu, en admettant la présence dans leurs tubes de traces de vapeur de mercure.

La vapeur de mercure exerce en effet une influence très nette sur le spectre de l'hydrogène. Non seulement la raie verte du mercure 5460 apparaît à tel point qu'il est assez difficile de l'éliminer complètement ; mais la présence du mercure a pour effet d'affaiblir nettement toutes les raies de l'hydrogène. De très petites quantités de mercure suffisent pour produire cet effet. La pression de l'hydrogène étant 3 millimètres, il suffit de porter à 21° un récipient latéral contenant du mercure pour diminuer de moitié l'intensité de tout le spectre de l'hydrogène. Il n'y a pourtant alors qu'une molécule de mercure pour 2500 d'hydrogène environ.

De petites quantités d'oxygène ou de vapeur d'eau augmentent ou diminuent l'éclat des raies de l'hydrogène, suivant la valeur de la pression.

---

(1) A l'aide du spectrophotomètre de Glan.

Si un tube est rempli d'oxygène bien pur, on n'observe pas les raies d. mercure, même si l'on chauffe le récipient contenant le métal. Mais des traces d'hydrogène suffisent alors pour produire l'apparition de la raie verte. A. COTTON.

R. von HIRSCH. — Dichtebestimmungen von gesättigten Dämpfen und Flüssigkeiten (Déterminations des densités de vapeurs saturées et de liquides saturés). — P.456-478.

La méthode employée est celle de Young.

Un tube fermé des deux côtés est, dans deux expériences successives, rempli avec deux masses différentes p et p' de la substance à étudier ; il est porté à une température constante T. La lecture de la position du ménisque donne, grâce au calibrage du tube, les volumes occupés par le liquide et sa vapeur.

Les substances sur lesquelles l'auteur a expérimenté sont le toluol, l'orthoxylol, le paraxylol, le métaxylol, l'acide propionique, l'acide butyrique normal et l'acide isobutyrique.

L'auteur a construit des courbes donnant en fonction de la température les densités $D = \frac{1}{S}$ et $d = \frac{1}{s}$. *Il a vérifié sur ces courbes la loi du diamètre rectiligne de M. Mathias.*

Le mémoire se termine par une théorie des variations des densités au voisinage du point critique.

L. MARCHIS.

J. ELSTER und H. GEITEL. — Ueber eine zweckmässige Anordnung des Mac Farlan Moore'schen Vacuumvibrators (Sur une disposition pratique du vibrateur à vide de Mac Farlan Moore). — P. 483-487.

Description d'un interrupteur à marteau de Wagner fonctionnant dans le vide.

L. MARCHIS.

OTTO WIENER. — Ursache und Beseitigung eines Fehlers bei der Lippmannschen Farbenphotographie, zugleich ein Betrag zu ihrer Theorie (Une cause d'erreur, et le moyen de l'éviter, dans la photographie des couleurs par la méthode Lippmann : contribution à la théorie). — P. 488-530.

Il y a encore des points obscurs dans la théorie de la reproduction des couleurs par la méthode de Lippmann : une épreuve, regardée

par réflexion du côté du verre, ne présente pas les mêmes couleurs que du côté de la gélatine, sans présenter pour cela les couleurs complémentaires. M. Meslin [1] a signalé diverses particularités de ces épreuves et a donné, de la production des couleurs par réflexion, une théorie exacte, que M. Wiener présentera seulement sous une forme géométrique plus saisissante, dans le cas où l'on peut faire abstraction de la lumière réfléchie à la surface de la couche (§ 6, pp. 511 à 516).

I. L'un des points nouveaux qu'étudie M. Wiener est l'influence de l'onde réfléchie sur la surface même de la couche sensible de gélatine. Cette surface est, dans la production des couleurs, appliquée contre le mercure : le premier plan ventral, qui constituera après développement le premier miroir élémentaire, est à une distance de cette surface qui n'est pas exactement $\frac{1}{4}\lambda$ ni $\frac{1}{2}\lambda$, mais qui dépend de l'avance de phase produite par la réflexion métallique sur le mercure. Cette avance de phase varie de $0,41\lambda$ à $0,49\lambda$, quand on va dans le spectre du violet au rouge [2]. Entre le premier plan ventral et la surface, il y a ainsi une distance de $0,205\lambda_V$ dans le violet, de $0,245\lambda_R$ dans le rouge.

Dans l'examen de l'épreuve il y aura donc une différence de phase dont il y a lieu de se préoccuper, entre l'onde réfléchie sur la surface et l'onde réfléchie par le premier « miroir élémentaire ». On peut, il est vrai, éliminer la lumière réfléchie à la surface ; c'est ce que, par exemple, font constamment MM. Lumière pour les épreuves destinées à être projetées. Mais on ne le fait pas toujours, et M. Meslin ne l'a pas fait dans l'examen des spectres où il a cru reconnaître la succession des couleurs des anneaux transmis du troisième groupe.

Cette lumière réfléchie est peu importante, dira-t-on ; son intensité n'est que le $\frac{1}{25}$ de l'intensité totale de la lumière réfléchie sur les miroirs élémentaires formés par les plans ventraux. Il ne faut pas oublier qu'en prenant ce nombre cela donne pour l'amplitude le $\frac{1}{5}$ de l'amplitude de la lumière réfléchie par les miroirs, et, par suite, suivant qu'il y a accord de phases ou désaccord entre les deux, l'amplitude résultante peut varier de 6 à 4, ou de 3 à 2, et l'intensité

(1) MESLIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVII, p. 369 ; 1892.

(2) WALLBOTT, *Wied. Ann.*, LXVIII, 471 ; 1899 ; — *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 574 ; 1899.

de 9 à 4, ce qui donne des maxima et minima très visibles. Cela suffit donc pour compliquer beaucoup le phénomène.

Il y a retard d'une demi-longueur d'onde dans la réflexion de la lumière, venant de l'air, sur la surface de la gélatine. Quel retard y a-t-il dans la réflexion sur le premier miroir élémentaire formé au premier plan ventral ? C'est là une question sans intérêt, si l'on ne considère que les réflexions sur les miroirs successifs, et qui devient capitale, si l'on est obligé de tenir compte de la réflexion superficielle.

Deux hypothèses peuvent être discutées sur la nature du miroir élémentaire : au voisinage du plan géométrique où se produit un ventre de vibration, et symétriquement de part et d'autre, il reste après le développement un dépôt d'argent ou d'un composé d'argent ; ce dépôt, réparti sur une couche mince limitée à deux plans parallèles au plan ventral et situés de part et d'autre, peut produire une réflexion partielle de la lumière : 1° ou bien, simplement par différence de réfringence ; 2° ou bien, parce qu'il produit une absorption du même ordre que l'absorption métallique.

C'est à l'exactitude de la première hypothèse que conclut M. Wiener. Mais il les discute toutes les deux.

La première conduit à la conclusion que le système des deux ondes réfléchies sur un même miroir élémentaire, l'une sur le plan de limite d'entrée, l'autre sur le plan de sortie, constitue une onde en retard de $\frac{1}{4}$ de λ par rapport à l'onde incidente. Cette conclusion subsiste si, au lieu de considérer le dépôt comme limité à deux plans entre lesquels la densité est fixe, on le regarde comme formé d'une couche de densité maximum au plan ventral et décroissant symétriquement de part et d'autre de ce plan.

Au contraire, la seconde hypothèse, celle d'un miroir formé d'une feuille très mince d'argent métallique absorbant, conduirait à une onde réfléchie (formée par la composition des deux ondes réfléchies aux faces de la feuille), qui aurait sur l'onde incidente un retard d'environ d'une demi-longueur d'onde.

L'interférence de l'onde réfléchie superficielle avec l'onde provenant des réflexions intérieures a pour effet de repousser vers le rouge le « centre de gravité » de la couleur obtenue par réflexion, par rapport à la couleur qui a servi à éclairer.

On peut l'établir en comparant le même point du même spectre

dans le cas où l'on supprime la réflexion superficielle et dans le cas où on la conserve. Pour la supprimer, ou plutôt pour éviter qu'il n'y ait interférence avec la lumière réfléchie à l'intérieur, on peut plonger l'épreuve dans une cuve pleine de benzine, la couche sensible étant parallèle à la paroi de la cuve, et à une petite distance du bord. De la sorte, on ne supprime pas la réflexion sur la couche sensible, et l'image colorée vue par réflexion reste lavée de blanc; mais les couleurs sont pures et sont à leur place, comme lorsqu'on emploie l'artifice de MM. Lumière. Cet artifice a donc pour principal rôle, non d'éviter la lumière blanche qui noie l'image colorée, mais surtout d'empêcher cette lumière d'interférer avec la lumière réfléchie sur les miroirs intérieurs.

On aurait un résultat meilleur encore, en employant un artifice à la vérité plus compliqué, et qui consisterait à laisser entre la couche sensible sur laquelle on a produit le spectre, et la cuve de benzine, une épaisseur très faible et variable du rouge au bleu (la surface serait ainsi légèrement inclinée par rapport à la paroi), épaisseur choisie de telle sorte que l'*onde réfléchie à la surface fût d'accord en chaque point avec l'onde réfléchie intérieure*.

A l'appui de son explication, M. Wiener cite encore une expérience de Krone, qui a obtenu des photographies en couleur sans employer de surfaces de mercure, par simple réflexion sur l'air.

II. M. Wiener s'est préoccupé des phénomènes que présente l'épreuve de Lippmann, vue de dos. Il remarque que, si la couche sensible est parallèle à l'onde incidente, sa surface postérieure est coupée obliquement par les miroirs élémentaires de Lippmann, quand il y a plusieurs couleurs, par exemple un spectre. Supposons que l'épaisseur de la couche sensible comprenne quatre miroirs élémentaires, dans le rouge; elle en comprendra sept ou huit dans l'extrême violet. La figure dessinée par les « plans ventraux » est, en somme, le « spectre en éventail » qu'on obtient en visant des franges de Fresnel avec un spectroscope dont la fente est normale aux franges. (Pour que la comparaison fût tout à fait exacte, il faudrait que l'un des bords de la fente du spectroscope fût sur la frange centrale même.)

La conclusion est qu'ici les conditions d'interférence entre l'onde réfléchie superficielle et l'onde réfléchie intérieure varieront périodiquement d'un point à l'autre du spectre, puisque la distance du premier plan ventral à la surface varie périodiquement de 0 à 1 longueur d'onde. *Par suite, on devra noter des maxima et minima*

d'éclairement, non des franges tout à fait noires, car les minima ne sont pas nuls, mais de véritables franges.

Le *nombre des maxima et minima* donne directement le nombre des plans ventraux qui viennent couper la surface limite. Et ce nombre, compté du rouge extrême à l'ultra-violet, donne à très peu près le nombre des miroirs élémentaires existant dans le rouge.

Dans divers cas, M. Otto Wiener est arrivé à des nombres variant de 12 à 18 ou de 9 à 13.

L'exactitude de cette explication est démontrée par l'expérience suivante : En prenant la surface gélatine, celle qui donne les couleurs vraies, et en l'*usant en coin* au rouge d'Angleterre, on arrive à reproduire exactement l'aspect que donne normalement la surface postérieure : en poussant plus loin l'usure de la surface, on voit apparaître un nombre croissant de maxima et de minima d'intensité dans l'étendue du spectre.

B. Brunhes.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XXX, 1898, n°s 3-9.

N.-A. BOULGAKOFF. — Calcul numérique de la capacité électrique d'un anneau. — P. 45-78. — Surfaces équipotentielles dans le champ électrique d'un anneau électrisé. — P. 103-126.

N.-A. BOULGAKOFF et N.-A. SMIRNOFF. — Détermination expérimentale de la capacité électrique d'un conducteur annulaire. — P. 126-138 (1).

Après avoir transformé les formules, établies dans les mémoires antérieurs, de manière à faciliter leur calcul numérique d'après les tables de Lagrange, l'auteur calcule la valeur numérique de la capacité de l'anneau destiné à ses expériences. C'était un tore, formé par la rotation d'un disque de 3 centimètres de diamètre, dont le centre décrit une circonférence de 30 centimètres de diamètre. Sa capacité a été trouvée égale à :

10,8253 unités électrostatiques C. G. S.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 670 ; 1898 ; — *l'Eclairage électrique*, 1898-1899.

Les formules montrent que la capacité de l'anneau augmente quand son épaisseur diminue, de sorte que, pour un anneau de 100 centimètres de diamètre, formé d'un fil très fin de 1 centimètre d'épaisseur, la capacité devient :

14,82 unités électrostatiques C. G. S.

Avant de réaliser la vérification expérimentale des calculs, l'auteur s'assure de la valeur numérique de l'influence des parois de la salle d'expériences sur la capacité de l'anneau, en déterminant la forme et les dimensions des surfaces équipotentielles entourant l'anneau électrisé au potentiel V_0. Au centre de l'anneau, la force électrique a été trouvée nulle; la section méridienne de la surface équipotentielle, qui passe par le centre du tore, rappelle la forme d'une lemniscate; mais les surfaces correspondant à des valeurs du potentiel moindres se rapprochent de la forme d'une sphère concentrique au tore, de sorte que la surface pour laquelle :

$$\log \frac{V}{V_0} = \bar{8},71722 \qquad \text{ou à peu près:} \qquad V = 0,05 V_0,$$

diffère peu d'une sphère de rayon égal à quatorze fois celui du tore. Si l'on substituait à cette surface une sphère de même dimension, au potentiel zéro, les changements dans tout le système ne pourraient dépasser $0,05V_0$; de sorte que l'influence des parois de la salle, beaucoup plus éloignées, peut être parfaitement négligée pour des expériences dont la précision ne dépasse pas 2 ou 3 0/0.

Cela étant, les auteurs chargeaient l'anneau, suspendu à des fils de soie au milieu d'une grande salle, à l'aide d'une batterie d'accumulateurs et faisaient passer le courant de décharge par un galvanomètre. Cette manipulation s'effectuait à l'aide d'un diapason, faisant 246 vibrations par seconde.

Soit r la résistance du galvanomètre, g celle de son shunt, R une très grande résistance extérieure, et V la force électromotrice de la batterie; l'intensité i du courant peut s'exprimer par :

$$i = \frac{V}{R} \cdot \frac{r}{g},$$

et produira une déviation m_1 du galvanomètre, proportionnelle à i. Pendant l'action du diapason interrupteur, chargeant l'anneau de capacité C unités électrostatiques, ou $\frac{C}{9} \cdot 10^{-11}$ farads, au potentiel

de la batterie V, N fois par seconde, il passera par le fil du galvanomètre, donnant une déviation de m_2 divisions de l'échelle :

$$\text{NVC}\,\frac{1}{9}\,10^{-11} \text{ coulomb par seconde.}$$

Le coefficient du galvanomètre étant constant :

$$m_1 : m_2 = \frac{V}{R}\cdot\frac{r}{g} : \text{NVC}\,\frac{10^{-11}}{9} \qquad \text{ou} \qquad C = \frac{9.10^{11}.m_2 r}{\text{NR}m_1 g}.$$

Pour les appareils employés, $R = 100.000$ ohms, $g = 605$ ohms, $r = 3$ ohms, $m_1 = 105,5$, $m_2 = 63$; par conséquent :

$$C = 10,82.$$

La valeur calculée était : $C = 10,8253$.

La principale cause d'erreurs résidait dans le ressort du diapason interrupteur ; ce ressort se détériorait assez vite et finissait par produire un nombre d'interruptions inférieur à celui des vibrations.

Ces expériences peuvent être considérées comme constituant une mesure de v. Elles conduiraient, on le voit, si l'on pouvait regarder les deux nombres précédents (C observé et C calculé) comme rigoureusement exacts, à un nombre ne différant de 3.10^{10} (par excès), que de $\frac{1}{4000}$.

N. SCHILLER. — Effet d'une pression extérieure sur la surface de séparation d'un liquide et de sa vapeur. — P. 79-91 et 175-181.

W. KISTIAKOWSKI. — Sur le même sujet. — P. 139-141.

Polémique à propos d'un article de M. Kistiakowski (1).

Les deux auteurs cherchent à résoudre la question de l'évaporation d'un liquide soumis à la tension superficielle, par les méthodes de la thermodynamique et de l'hydrostatique. La résolution complète de la question demande une étude expérimentale spéciale ; car M. Schiller indique que la théorie générale ne donne pas un nombre d'équations suffisant pour déterminer toutes les variables de la question.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 674 ; 1898.

N. DELAUNAY. — Méthode empirique pour calculer les poids atomiques des éléments, ceux de C, Az, O étant donnés. — P. 92-95.

— Représentation graphique de la loi de périodicité des éléments chimiques. — P. 195-201.

On écrit les poids atomiques de C, Az, O, égaux respectivement à 12, 14, 16; en retranchant 5 de chacun de ces nombres, on obtient : 7, 9, 11, les poids atomiques de Li, Be et B, qu'on écrit sur la ligne précédente. En les additionnant respectivement aux nombres de la ligne initiale, on obtient (19, 23, 27), les poids atomiques de F, Na, et Al, formant une troisième ligne. Ensuite on additionne alternativement 7 et 5 pour former les lignes suivantes de la table. En comparant les chiffres obtenus avec ceux de la table des poids atomiques compilée par Clark, dont on a arrondi les nombres en rejetant les fractions décimales inférieures à 0,5, on obtient une coïncidence rigoureuse pour quarante-deux éléments et des différences de ± 1 pour seize autres; seul Ga donne une différence de $+ 2$.

Si l'on considère le numéro d'ordre de l'élément comme abscisse et le poids atomique comme ordonnée d'une ligne en coordonnées rectangulaires, on remarque que : Li, Be, B, F, Na, Al, P, Cl et K sont situés sur la droite :

$$y = 2x + 7,$$

et C, Az, O, Mg, Si, S, Ar et Ca sur la droite :

$$y = 2x + 6.$$

Tout le système des poids atomiques des éléments peut être représenté à l'aide d'un diagramme unique, formant une ligne polygonale ayant l'aspect d'une spirale d'Archimède. Pour construire ce diagramme, traçons une circonférence avec un rayon arbitraire et partageons-la en seize parties égales, par un faisceau de droites, formant entre elles des angles de 22°,5, issues du centre. Sur le rayon horizontal, portons à droite du centre une hauteur = 4 unités arbitraires, représentant le poids atomique de l'hélium. Sur le rayon suivant, portons, à partir du centre, une longueur = 7 (Li), et ainsi de suite pour tous les éléments dans leur ordre systématique. Le diagramme présente une forme très régulière et possède, en outre,

les propriétés suivantes : Le rayon horizontal, désigné par le numéro d'ordre 0, contient, à droite du centre, tous les éléments chimiquement neutres : He, Kr, Ar, Ne ; la droite qui coïncide avec ce rayon divise la figure en deux parties, dont l'une contient tous les éléments paramagnétiques, et l'autre, tous les diamagnétiques.

Cette droite et celle qui coïncide avec le rayon qui lui est perpendiculaire partagent la figure en quatre quadrants : les éléments électro-positifs sont dans le premier et le troisième quadrant, et les électro-négatifs dans le deuxième et le quatrième.

B. WEINBERG. — Sur la vitesse de propagation des déformations dans l'éther. — P. 142-149.

M. Weinberg cherche à constater l'exactitude des idées de Maxwell par le fait que les valeurs numériques de v de Maxwell, déterminées par des méthodes les plus diverses, ne diffèrent entre elles que par des quantités moindres que les erreurs d'observations respectives. Dans ce but, l'auteur a discuté toutes les mesures de v, tant anciennes que modernes, pour en déterminer les *poids* respectifs. Au courant de ces recherches, il a fallu calculer de nouveau plusieurs nombres, en introduisant des constantes mieux déterminées de nos jours qu'à l'époque des recherches originales.

Les résultats sont représentés graphiquement, en construisant une courbe relative à chacune des cinq méthodes de mesures principales, savoir : les observations terrestres de la vitesse de la lumière ; le calcul d'après la constante de l'aberration, le même calcul d'après l'équation du temps ; les mesures de v par le rapport des unités électromagnétique et électrostatique de la quantité d'électricité ; et les mesures de la vitesse de propagation des perturbations dans l'éther. L'abscisse de chaque courbe représente le temps, c'est-à-dire, pour chaque point de la courbe, l'époque entre 1873 et 1898, à laquelle la détermination a été effectuée, et l'ordonnée, la valeur moyenne de la vitesse rapportée au vide. Les cinq courbes sont bien dissemblables en 1873, mais elles se rapprochent de plus en plus, et, vers 1898, elles coïncident presque parfaitement. Les valeurs des différences de ces chiffres sont réduites maintenant à 0,17 0/0 de la vitesse qu'elles représentent, tandis qu'en 1873 elles étaient vingt fois plus considérables. En résumé, l'auteur peut affirmer que la vitesse de propagation des perturbations dans l'éther est connue maintenant à 1/60 0/0

près, d'après 126 séries d'observations, faites par quatre-vingt-deux personnes.

B. ROSING. — Sur le courant thermo-électrique dans un circuit formé par un métal unique. — P. 161-168.

On obtient les résultats les plus réguliers, dans des expériences de ce genre, en opérant sur un même fil de métal que l'on coupe en deux, et dont on saisit un bout avec des pinces en platine chauffées au rouge, pour le mettre immédiatement en contact avec l'autre. Dans ces conditions, le sens du courant est déterminé par les propriétés thermo-électriques du métal étudié par rapport au plomb. Le plomb lui-même ne donne pas de courant mesurable. L'or, l'argent, le cuivre, le fer, l'étain, le platine et ses alliages avec l'iridium donnent toujours des courants dirigés de l'extrémité froide à l'extrémité chauffée. Le palladium et l'argentan donnent des courants de direction inverse, et l'aluminium seul produit un courant de direction variable. On trouve dans la table de Tait que la plupart des métaux de la première série possèdent un pouvoir thermo-électrique supérieur à zéro, ceux de la deuxième des pouvoirs moindres que zéro ; et l'aluminium, le platine et l'étain possèdent des pouvoirs thermo-électriques de signes variables selon l'état moléculaire et la température.

D'après les idées de Kohlrausch, le courant thermo-électrique doit être la conséquence d'un transport inégal de la chaleur des deux côtés de la surface de contact ; cette différence est produite, d'après l'auteur, par l'inégale température des deux surfaces de contact du fil coupé. Le mémoire original contient une table des résultats numériques.

N. RODRIEWITCH. — Tensions des vapeurs saturées de diverses substances et chaleur latente de vaporisation. — P. 183-195.

O. CHWOLSON. — Note à propos de cet article. — Vol. XXXI, p. 51.

D'après l'auteur, toutes les vapeurs saturées obéissent à une même loi ; le rapport de la température absolue T d'une vapeur saturée, correspondant à une même tension, choisie arbitrairement, et de la température absolue T_e de l'ébullition du liquide correspondant à la pression atmosphérique normale, est un nombre à peu près constant pour toutes les substances, mais un peu variable avec

la pression choisie (1). L'auteur propose d'appeler le nombre $\frac{T}{T_e}$, module d'élasticité des vapeurs à une température correspondante. Par exemple, à la pression de 2.000 (en millimètres de mercure), les modules sont : 1,10 pour CS^2 et $(C^2H^5)^2O$; 1,09 pour SO^2 et Hg ; 1,08 pour H^2O. Cette loi permet de calculer les tensions de vapeur à diverses températures pour un liquide quelconque dont la température d'ébullition est connue, si l'on connaît ces tensions pour une seule substance, pour l'éther par exemple.

On peut calculer cette tension directement par la formule empirique suivante, proposée par l'auteur :

$$\log p_{(\mathrm{atm})} = \left[n + \frac{m}{T_e}(T - T_e)\right] \log\left(\frac{T}{T_e}\right).$$

Les constantes n et m varient un peu pour les différentes substances ; comme valeurs moyennes, on peut prendre :

$$n = 10{,}68 \qquad \text{et} \qquad m = 4,$$

de sorte que

$$\log p = \left[10{,}68 + \frac{4}{T_e}(T - T_e)\right] \log\left(\frac{T}{T_e}\right)$$

peut servir, comme première approximation, pour toutes les substances, entre 500 millimètres et 2.000 millimètres.

L'auteur propose encore une règle empirique pour la chaleur latente de vaporisation, déduite de sa formule pour les tensions de la vapeur et de la formule connue de Van t'Hoff : « La chaleur latente de vaporisation, exprimée en grammes-calories et rapportée au poids moléculaire (exprimé en grammes), est égale au double produit du coefficient n (de la formule précédente), et de la température absolue d'ébullition à la pression atmosphérique normale. »

Les « modules d'élasticité » pour les températures critiques sont des nombres très rapprochés pour toutes les substances ; ils sont compris entre 1,40 et 1,66.

---

(1) M. Chwolson remarque que cette règle a été indiquée par Groshans en 1879, et par Ramsay et Young en 1885, mais seulement pour des corps de même caractère chimique.

A. MITINSKY. — Sur la vitesse d'écoulement des gaz. — P. 206-209.

L'état actuel de nos connaissances ne permettant pas de pénétrer plus profondément dans le mécanisme moléculaire de l'écoulement d'un fluide élastique, l'auteur se contente de fonder sa formule sur le principe de la conservation de l'énergie, l'équation de continuité, et celles de Van der Waals et de Bakker, conformément aux principes de la théorie mécanique de la chaleur. Voici cette formule :

Pour constater la forme d'une veine gazeuse, l'auteur a entrepris quelques expériences sur l'écoulement de l'acide carbonique sous une pression variant de 5 à 40 atmosphères, par un très petit orifice. La veine se dilate brusquement au sortir de l'orifice et continue sa marche à travers l'air, sans se dilater sensiblement, et sans se mélanger avec l'air ambiant, même à $0^m,5$ de l'orifice, de sorte qu'on doit considérer le coefficient de section de la formule de Saint-Venant comme une quantité qui se rapporte à un phénomène réel.

T. XXXI, 1889, n°s 1, 2, 3.

D.-D. CHWOLSON. — Sur une propriété des lignes de flux du courant électrique dans un milieu hétérogène. — P. 1-6.

Pour donner une interprétation mathématique des nombreuses expériences sur la propagation du courant électrique dans les électrolytes, présentées plusieurs fois à la Société physico-chimique par M. Kowalewsky, l'auteur discute le cas suivant : concevons un espace indéfini, divisé par un plan en deux parties de conductibilités différentes, électrolyte et métal par exemple. Les électrodes A et B sont contenues toutes les deux dans l'électrolyte. Une partie des lignes de flux seront entièrement confinées dans cet électrolyte; d'autres passeront en partie dans le métal; enfin un certain nombre seront tangentes à la surface du métal. Le lieu des points de contact de ces lignes est accusé par l'absence de l'électrolyse à la surface du métal et forme ainsi une ligne neutre. En appliquant les formules générales, l'auteur trouve que la forme de la ligne neutre est déterminée par la position des électrodes A et B par rapport au plan de séparation, mais reste indépendante de la conduc-

tibilité de la matière remplissant l'espace des deux côtés du plan de séparation. La ligne neutre est un cercle, si les deux électrodes sont réduites à des points.

M. KHESSIN. — Sur la transmission de l'électricité par l'air, à haute température. — P. 6-50.

Un tube en porcelaine de 2 centimètres de diamètre intérieur, contenant deux électrodes en platine, en forme de disque de 6 millimètres de diamètre, a été chauffé par une spirale en platine entourant le tube et traversée par un courant électrique. Les électrodes étaient supportées par de minces tubes de porcelaine, concentriques au tube chauffé, mais supportés par des colonnes bien isolées, indépendantes. Entre la spirale en platine et le tube, une feuille de platine était placée et communiquait avec le sol ; dans cette sorte d'écran, on constatait un courant dérivé entre la spirale et les électrodes principales. On se servait, pour l'échauffement du tube, du courant alternatif du réseau de l'éclairage électrique, de 100 volts et de 76 à 74 ampères, ou bien du courant d'une batterie d'accumulateurs. La température a été évaluée par un couple Le Chatelier et un galvanomètre d'Arsonval, à miroir ; il a été facile de l'entretenir constante à plus de 1.000° C. Une batterie de 100 accumulateurs de très petite dimension a été employée comme source de force électromotrice. Toute une série de commutateurs en paraffine, à contact de mercure, permettaient de faire promptement les combinaisons nécessaires des conducteurs.

Une des électrodes étant en communication avec la batterie, dont l'autre borne était mise à la terre, le courant se bifurquait : un courant dérivé retournait par l'air échauffé et la deuxième électrode directement à la batterie, le reste du courant se diffusait à la terre à travers l'air ambiant. On pouvait mesurer l'un ou l'autre courant en plaçant un galvanomètre Du Bois-Rubens (sensibilité $1,76 . 10^{-10}$ ampères) entre la deuxième électrode et la terre, ou entre la terre et un point du conducteur réunissant cette électrode à la batterie. Pour mesurer le courant total, on plaçait le galvanomètre entre la batterie et la terre.

L'air commence à laisser passer le courant à la température de 550° C. ; sa conductibilité augmente très vite quand la température monte ; mais elle décroît quand on fait croître la force électro-

motrice. Le maximum de conductibilité correspond à une distance entre les électrodes égale à 2 millimètres. Aux distances moindres, le courant dérivé diminue notablement et tend vers zéro pour des distances infiniment petites. Dans le courant diffusé, l'électricité négative passe plus facilement que la positive à des températures inférieures à 1.000° C.; le contraire a lieu à des températures dépassant 1.050° C. Le courant dérivé diminue quand on laisse le circuit fermé pendant quelque temps; on pourrait croire à l'existence d'une vraie polarisation des électrodes, s'il n'y avait pas absence du courant de décharge.

N. MYCHKINE. — Les actions pondéro-motrices d'un tube de Crookes à rayons X, et l'aspect de son changement d'action. — P. 53-64.

Une aiguille magnétique légère, placée dans le champ d'un tube de Crookes, s'arrête dans une position parallèle à la ligne droite, joignant les électrodes; une aiguille semblable, en métal non magnétique ou en matière diélectrique, se comporte de même. Une aiguille de dimensions et de masse plus considérables accomplit des oscillations de grande amplitude et commence à tourner plus continuellement, si elle reçoit un choc léger. Elle peut tourner indifféremment dans les deux sens, mais avec des vitesses bien différentes. Un disque en mica, en celluloïd, ou une roue de Franklin, à rayons multiples, tournent de même. L'observateur, regardant dans la direction des rayons cathodiques, remarque que la rotation la plus favorisée s'effectue contrairement à celle des aiguilles d'une montre, dans la partie à droite du champ, et, réciproquement, dans le sens des aiguilles d'une montre, dans la partie à gauche. Un disque en celluloïd mince, pouvant tourner facilement sur une aiguille plantée au sommet d'un cône en verre mince, présente un instrument simple et commode pour l'exploration du champ d'un tube de Crookes. Des expériences nombreuses, faites par ce moyen, ont conduit l'auteur à la conception suivante : Le champ d'un tube de Crookes est constitué par deux tourbillons annulaires, entourant l'une et l'autre extrémité du tube; la rotation du tourbillon de l'extrémité cathodique coïncide avec la direction des rayons cathodiques, et celle du tourbillon de l'autre extrémité est en sens inverse, mais d'intensité beaucoup supérieure. Une rotation du tube autour de la ligne de ces électrodes ne produit aucun changement dans son action sur le

disque mobile, de sorte qu'on peut considérer son champ comme symétrique par rapport à la ligne des électrodes. Sur l'un des plans perpendiculaires à cette droite, entre l'anode et la cathode, se trouve une zone neutre, dans laquelle la rotation du disque s'arrête pour changer de direction, quand on le déplace d'un bout du tube à l'autre.

L'auteur considère ces conclusions comme le résultat préliminaire d'une recherche faite à l'aide d'appareils grossiers.

W. Lermantoff.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — De l'équilibre dans les systèmes de trois constituants avec deux et trois phases liquides possibles. — 4e Mémoire. — *Archives néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 1.

Dans les mémoires précédents, tant expérimentaux que théoriques, l'auteur a étudié des systèmes dans lesquels il ne prend naissance que deux couches liquides; dans le mémoire actuel, il étudie expérimentalement les systèmes à trois couches liquides, remettant à un travail ultérieur l'étude théorique de ce dernier cas.

Dans les équilibres de trois constituants A, B, C, il y a divers cas à considérer, quand on prend ces constituants deux à deux :

1° Les trois systèmes AB, BC et AC, ne donnent que des solutions homogènes et jamais de séparation en deux couches;

2° Un des systèmes de deux constituants, AB par exemple, peut présenter la superposition de deux couches liquides; dans les deux autres systèmes BC et AC, les solutions sont toujours homogènes;

3° Deux des systèmes de deux constituants, AB et BC par exemple, présentent la superposition de deux couches liquides; dans le troisième système AC, les solutions sont toujours homogènes;

4° Dans chacun des trois systèmes de deux constituants, il prend naissance deux couches liquides.

Le deuxième cas s'observe dans le système : eau, chlorure de sodium et succinonitrile, étudié antérieurement [1]. Le quatrième cas s'observe dans le système : eau, éther et succinonitrile, que l'auteur étudie complètement au commencement de son mémoire.

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 499; 1899.

Le troisième cas peut lui-même se partager en deux autres.

Il est en effet possible qu'à toutes les températures auxquelles il y a séparation en couches dans le système AB, les solutions du système BC soient encore homogènes, tandis qu'aux températures où il y a stratification dans le système BC, les solutions de AB soient homogènes; M. Schreinemakers étudie ce premier sous-cas qui se réalise dans le système : eau, acide benzoïque et succinonitrile. Il peut arriver, au contraire, qu'il y ait superposition partielle des intervalles de températures qui provoquent la stratification des systèmes AB et BC; l'auteur étudie également ce second sous-cas présenté par le système : eau, alcool et succinonitrile.

L.-H. SIERTSEMA. — De l'influence de la pression sur la rotation naturelle du plan de polarisation dans les solutions de sucre de canne. — *Archives néerlandaises*, 2e série, t. III, p. 79; et *Communications from the phys. Labor. of Leiden*, nos 35 et 38.

L'auteur s'est proposé de soumettre au contrôle de l'expérience la théorie de M. Tammann [1], d'après laquelle le coefficient de variation du pouvoir rotatoire spécifique, sous l'influence d'une pression extérieure, est le même que dans le cas de la variation de la pression interne.

Pour ces recherches, il a suffi à M. Siertsema d'apporter quelques légères modifications à l'appareil dont il s'est servi pour mesurer la rotation magnétique dans les gaz [2]. Dans le cas des solutions de sucre de canne, il mesure les rotations par la méthode de compensation suivante : On place entre les nicols une plaque de quartz lévogyre qui neutralise presque complètement la rotation dextrogyre de la solution; dès lors une très légère modification de la rotation α_s de la solution sucrée exercera une grande influence sur la quantité observée $\alpha_s - \alpha_q$, différence des rotations dans le sucre et le quartz. Si, les nicols étant croisés, on a rempli le tube d'une solution de concentration telle que l'on observe au milieu du spectre une bande obscure correspondant à une rotation de 180°, le déplacement de cette bande est sensible sous l'influence d'une pression extérieure de quelques atmosphères. Pour obtenir une bande obscure bien nette, la plaque de quartz doit être formée de matière très pure et très

[1] TAMMANN, *Zeitschr. f. physik. Chem.*, t. XIV, p. 433; 1894.
[2] SIERTSEMA, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, pp. 288-290; 1898.

homogène et être soigneusement travaillée. Des traces d'impuretés, non décelables par d'autres méthodes, deviennent évidentes avec cette disposition par les déformations que subit la bande noire sous l'influence de la pression, déformations qui peuvent aboutir à sa complète disparition.

L'expérience donne ainsi directement la variation :

$$\Delta(\alpha_s - \alpha_q) = \Delta\alpha_s - \Delta\alpha_q,$$

qui est proportionnelle à la pression ; pour avoir $\Delta\alpha_s$, il faut connaître $\Delta\alpha_q$. Faute de déterminations directes, M. Siertsema a déduit $\Delta\alpha_q$ des coefficients de compressibilité du quartz déterminés par M. Voigt. Soient β la rotation de la solution sucrée par centimètre de longueur, l la longueur du tube d'observation, on a :

$$\alpha_s = \beta l, \qquad \frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s} = \frac{\Delta\beta}{\beta} + \frac{\Delta l}{l},$$

$\Delta\alpha_s$ étant la variation de α_s pour une augmentation de pression de 100 atmosphères ; on tire de là $\frac{\Delta\beta}{\beta}$, connaissant $\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}$ et mesurant $\frac{\Delta l}{l}$. Pour trois concentrations, qui sont entre elles sensiblement comme 1, 2 et 3, l'auteur trouve pour $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ les nombres :

$$0{,}00268, \qquad 0{,}00252, \qquad 0{,}00270.$$

Pour vérifier la théorie de M. Tammann, il faut maintenant chercher le coefficient de variation du pouvoir rotatoire spécifique, quand on fait varier la pression interne par l'addition de sucre ou d'un sel inactif quelconque. Les recherches de M. Siertsema dans cette direction aboutissent à des vérifications peu satisfaisantes pour les idées de M. Tammann, et à cette conclusion, que, dans la variation du pouvoir rotatoire spécifique par l'effet de la concentration ou de l'addition d'un sel inactif, il entre en jeu des phénomènes que la théorie de M. Tammann n'est pas capable d'expliquer.

L.-H. SIERTSEMA. — Sur le coefficient de température des baromètres anéroïdes de Naudet (On thermal coëfficients of aneroid of Naudet). — *Communications from the physical Laboratory of Leiden*, n° 34.

Ayant eu l'occasion de graduer en fonction de la température des baromètres anéroïdes destinés à permettre des mesures d'altitudes dans les Indes Néerlandaises, il a cherché la raison de la grandeur du coefficient de température de ces instruments. On en indique ordinairement trois causes :

1° La dilatation par la chaleur de toutes les parties de l'instrument et spécialement de la surface de la boite à vide, ce qui permet à la pression atmosphérique d'exercer plus fortement son action ;

2° La diminution, sous l'influence de l'élévation de la température, du coefficient de l'élasticité des métaux constituants de cette même boîte, ce qui produit une déformation plus grande, la force déformante restant la même ;

3° L'augmentation de pression, par l'élévation de température de l'air resté dans la boîte, ce qui diminue la déformation.

Une discussion attentive montre que la première cause n'entre que pour une très petite part dans la variation du coefficient de température λ des anéroïdes, tandis que les deux autres causes sont beaucoup plus efficaces. L'auteur arrive pour λ à l'expression théorique suivante :

$$\lambda = p(\alpha + \eta) - A\eta,$$

dans laquelle A est la pression atmosphérique, p la pression de l'air qui reste dans la boîte supposée à 0°, α le coefficient de dilatation de l'air, et η une fonction simple des coefficients de température des modules de Young de la boîte et du ressort. Pour de très faibles valeurs de p, le coefficient de température λ est donc négatif et sensiblement proportionnel à la pression extérieure. La formule précédente paraît d'accord avec tout ce que l'on sait sur la question ; il y aurait cependant intérêt à la vérifier d'une manière tout à fait précise.

J. VERSCHAFFELT. — On capillary ascension between two cylindrical tubes (Sur l'ascension capillaire entre deux tubes cylindriques). — *Communications from the physical Laboratory of Leiden*, n° 32.

Dans un travail antérieur analysé dans ce recueil [1], l'auteur observait l'ascension apparente h de l'acide carbonique liquide dans un tube capillaire placé dans l'axe d'un tube plus large. A cette hauteur h, qui est la distance entre le point le plus bas du petit ménisque et le plan horizontal tangent au ménisque de l'espace annulaire, il faut ajouter une correction h_1, qui est l'élévation du liquide dans l'espace annulaire par rapport à une surface plane indéfinie. La surface libre de l'espace annulaire étant de révolution autour de l'axe du tube capillaire, M. Verschaffelt admettait avec Hagen que la méridienne de cette surface libre était une demi-ellipse dont le grand axe horizontal est la différence $r_3 - r_2$ du rayon intérieur du tube large et du rayon extérieur du tube capillaire, le petit axe étant le double de la flèche d du ménisque annulaire. Si r_1 est le rayon intérieur du tube capillaire, on trouve :

$$\frac{h_1}{h} = \frac{2d}{\frac{(r_3 - r_2)^2}{r_1} - 2d}.$$

On ne peut pas comparer directement cette formule à l'expérience, puisque h_1 ne peut être mesuré directement ; dans ce travail, l'auteur indique une vérification indirecte, qui permet d'affirmer que la correction h_1, donnée par la formule précédente, dans le cas d'un tube large de 15 millimètres de diamètre, est exacte à 2 ou 3 centièmes de millimètre près.

---

(1) J. Verschaffelt, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 444 ; 1897.

RECHERCHES SUR LES PHÉNOMÈNES DE PHOSPHORESCENCE PRODUITS PAR LE RAYONNEMENT DU RADIUM;

Par M. Henri BECQUEREL.

On sait qu'après avoir découvert et préparé des substances radio-actives dont le rayonnement est considérablement plus intense que celui de l'uranium M. et Mme Curie ont reconnu, les premiers, que ce rayonnement excitait la fluorescence du platinocyanure de baryum. M. et Mme Curie ayant eu l'obligeance de mettre à ma disposition quelques milligrammes de chlorure de baryum radifère extrêmement actif, j'ai pu étudier l'action du rayonnement de cette matière sur diverses substances phosphorescentes.

Ces substances ont été celles qui ont servi autrefois aux travaux de mon père, et plus tard aux miens. Je citerai notamment diverses préparations de sulfures de calcium et de strontium, très lumineuses sous l'action de la lumière, des minéraux, tels qu'un rubis, un diamant, une variété de spath calcaire manganésifère, divers échantillons de fluorine, et de la blende hexagonale très phosphorescente préparée par M. H. Sainte-Claire Deville. Ces substances étaient pour la plupart réduites en poudre et collées sur des feuilles très minces de mica.

Lorsqu'on se place dans l'obscurité, et qu'on approche ces substances à quelques millimètres de distance du corps radiant, en évitant l'interposition de toute autre matière que l'air, on reconnaît que la plupart deviennent lumineuses. Celles dont le spectre d'excitation [1] est formé de rayons lumineux, telles que le rubis et le spath calcaire précités, ne deviennent pas phosphorescentes. Au contraire, celles des substances qui s'illuminent dans les rayons ultra-violets, ou sous l'influence des rayons Röntgen, deviennent généralement lumineuses sous l'influence du rayonnement du radium.

On observe cependant des différences profondes dans les effets de ces deux rayonnements. Ainsi l'échantillon de diamant qui a servi dans ces expériences, et qui est vivement lumineux sous l'action du radium, ne devient pas lumineux avec le rayonnement du tube focus que j'ai employé, en l'entourant d'un papier noir. Le sulfate double d'uranium et de potassium est plus lumineux que la blende hexagonale, sous l'influence des rayons X; il l'est moins avec le radium;

[1] Voir, en particulier, *Comptes Rendus*, t. LXIX, p. 994; 1869.

le sulfure de strontium lumineux vert est vivement excité par les deux rayonnements; le sulfure de calcium lumineux bleu, au bismuth, est à peine excité par les rayons X, alors qu'il devient lumineux lorsqu'on l'approche du sel radifère. Je me borne à ces exemples que l'on pourrait multiplier.

Afin d'avoir des données plus précises sur les intensités relatives des effets lumineux ainsi observés, j'ai établi la disposition photométrique suivante : le chlorure de baryum radifère est placé sur un support mobile, muni d'une vis micrométrique qui lui permet de s'abaisser ou de s'élever de hauteurs connues; au dessus est disposée, sur un support fixe, la substance phosphorescente, collée sur une lame de mica ou de verre, la face tournée du côté de la matière active. A côté de la substance phosphorescente étudiée, on projette par réflexion, sur une bande de papier blanc, l'image d'une source lumineuse d'intensité constante, obtenue au travers d'une lentille munie d'un diaphragme variable, à œil de chat; en faisant varier la surface de l'ouverture, on fait varier l'intensité de l'image proportionnellement à cette surface, et l'on mesure cette intensité après l'avoir rendue autant que possible égale à celle de la substance phosphorescente. La source lumineuse était un petit rectangle de verre dépoli, éclairé soit par une lampe Carcel, soit par un bec Auer. Des verres colorés permettaient de donner à l'image une teinte voisine de celle des lueurs phosphorescentes.

En plaçant diverses substances à 6 millimètres environ au-dessus de la matière active, on a eu pour les intensités relatives les nombres suivants :

	Intensité	
	sans écran	au travers du papier noir
Blende hexagonale.........................	13,36	0,04
Platinocyanure de baryum.................	1,99	0,05
Diamant..................................	1,14	0,01
Sulfate double d'uranium et de potassium....	1,00	0,31
Fluorure de calcium (chlorophane verte)....	0,30	0,02

Ces nombres ne sont pas des valeurs caractérisant d'une manière absolue les substances dénommées; ils sont relatifs aux surfaces phosphorescentes tels qu'elles ont été préparées; l'intensité varie avec la densité de la couche pulvérulente.

On a fait ensuite mouvoir la vis micrométrique du support de manière à éloigner la matière active à diverses distances de la subs-

tance phosphorescente. Afin d'éliminer la lumière émise par la matière active elle-même, la substance phosphorescente étudiée reposait sur une feuille mince d'aluminium battu, repliée en double sur elle-même. Dans ces conditions on a obtenu, pour l'effet produit par les radiations qui traversent la double feuille d'aluminium, les intensités suivantes :

Distances d mm	d^{-2}	Platinocyanure de baryum i	Diamant i	Sulfate double d'uranium et de potassium d	i	d^{-2}
6,3	1	1	1	5,6	1	1
8,5	0,549	0,480	0,543	7,8	0,556	0,515
11,5	0,299	0,262	0,262	10,8	0,267	0,268
13,5	0,217	0,167	0,167	12,8	0,175	0,191

On voit par ces nombres que l'intensité varie un peu plus vite que la raison inverse du carré de la distance à la matière active, ce qui indique une absorption par l'air. Cette absorption est différente pour le rayonnement particulier qui excite chaque substance.

Le support fixe était disposé de façon qu'on pût interposer entre la source radiante et les corps phosphorescents des écrans de diverse nature. On constate alors que les mêmes écrans affaiblissent très inégalement la phosphorescence des diverses substances.

La dernière colonne du premier tableau ci-dessus indique l'intensité de la phosphorescence des diverses substances lorsque les rayons qui les excitent ont traversé une feuille de papier noir. Parmi les séries de mesures obtenues, je citerai la suivante, pour laquelle les substances phosphorescentes étaient à 6 millimètres environ au-dessus de la matière active et reposaient soit sur une feuille double d'aluminium battu, soit sur une feuille de papier noir. L'intensité de la phosphorescence au travers du premier écran (alumium ou papier noir) est prise comme unité pour chaque substance.

Écrans		Au travers de l'aluminium			Sulfate double d'uranium et de potassium au travers	
Nature	Épaisseur	Blende hexagonale	Diamant	Platino-cyanure de baryum	de l'aluminium	du papier noir
Aluminium battu.	Feuille double	0,914	0,966	0,853	0,996	0,999
Mica.............	$0^{mm},025$	0,0756	0,0289	0,0784	0,417	0,772
Papier noir.......	0 068	0,0384	0,0108	0,0713	0,387	0,890
Aluminium.......	0 098	0,0275	0,0055	0,0561	»	0,637
Verre............	0 140	0,0263	0,0046	0,0445	0,241	0,613
Ébonite..........	0 738	»	0,0009	0,0137	0,111	0,316
Cuivre...........	0 090	0,0148	0,0000	0,013	0,117	0,3257

Ce tableau, ainsi que d'autres analogues que j'ai pu dresser, montre une absorption relative inégale, par un même écran, du rayonnement qui excite la phosphorescence des diverses substances. On peut interpréter ce résultat en admettant que chaque substance est excitée par un rayonnement particulier, comme cela se produit avec les rayons lumineux, et l'on en conclut que le rayonnement de la source radiante se compose de rayonnements de diverses natures, caractérisés par leur absorption et analogues aux radiations de diverses longueurs d'onde d'un faisceau de lumière blanche.

Parmi les effets de phosphorescence observés, un des plus curieux est la persistance considérable de la phosphorescence excitée par le radium dans certains minéraux, et en particulier dans la fluorine. La phosphorescence de la fluorine reste observable pendant plus de vingt-quatre heures après que l'influence du radium a cessé.

Les divers échantillons de fluorine que j'ai réunis autrefois pour mes recherches sont des corps qui, exposés à la lumière du jour ou au soleil, puis examinés dans une chambre noire, sont faiblement phosphorescents. Si on les expose à la lumière de l'arc électrique, ils deviennent beaucoup plus lumineux et conservent une phosphorescence appréciable pendant des heures entières. Le même effet est encore produit lorsqu'on fait éclater très près de la fluorine la décharge d'une bouteille de Leyde. Il est très remarquable que le rayonnement du radium produise un effet presque aussi intense.

On doit rapprocher ce phénomène de celui qui a été observé par M. Crookes, puis par mon père [1], sous l'influence des rayons cathodiques, dans un tube à gaz raréfié; la persistance de matières qui s'éteignent assez lentement dans le phosphoroscope est considérablement augmentée; la phosphorescence des substances qui s'éteignent très vite, comme les sels d'urane ou les platinocyanures, ne présente pas de persistance observable autrement qu'au phosphoroscope. Dans les expériences précitées, mon père avait reconnu que le spath-fluor blanc se colore rapidement en violet sous l'influence des rayons cathodiques; le même effet avait été observé, en 1832, par M. Perseal [2], sous l'influence de l'étincelle électrique. Le rayonnement du radium ne m'a encore rien montré de semblable au travers de la feuille de mica qui supportait les fragments de fluorine influencés.

---

[1] *Comptes rendus*, t. CLI, p. 205; 1885.
[2] *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XLIX, p. 337 et 346; 1832.

Ces faits doivent cependant être de la même nature que la coloration violette du verre sous l'influence du radium, signalée récemment par M. et Mme Curie.

L'influence des radiations du radium sur la phosphorescence par la chaleur a donné lieu à un résultat intéressant. On sait que la fluorine naturelle est phosphorescente par la chaleur. Si on l'échauffe, elle rend sous forme lumineuse l'énergie qu'elle a emmagasinée depuis l'époque de sa formation, et qu'elle aurait conservée indéfiniment si elle n'avait pas été échauffée. Cette élévation de température la rend impropre à devenir de nouveau lumineuse par une calcination ultérieure. Un grand nombre de minéraux et toutes les substances phosphorescentes présentent cette propriété.

Dessaignes, en 1809, avait observé qu'en faisant éclater une étincelle très près des corps calcinés et rendus inactifs on leur rendait la faculté d'être de nouveau phosphorescents par la chaleur, soit immédiatement, soit à une époque ultérieure quelconque. L'action prolongée des rayons violets et ultra-violets produit le même effet [1]. J'ai eu occasion de montrer [2] que, dans la phosphorescence par la chaleur, la lumière émise est identique, comme composition, à celle que l'on observe avec le phosphoroscope sous l'influence de la lumière. Pour la fluorine, en particulier, le spectre de la lueur émise se compose des mêmes raies et bandes, qui apparaissent et persistent dans un ordre révélant la plus ou moins grande rapidité d'extinction, ou la plus ou moins grande capacité lumineuse de substances diverses existant dans le minéral.

Avec la fluorine verte, qui a servi aux expériences décrites plus haut, lorsque l'étincelle rend au cristal inactif une énergie nouvelle, l'émission lumineuse est la même qu'au phosphoroscope. On remarque toutefois la prédominance d'une lueur continue, verte et bleue, avec deux maxima λ (530-510) et λ (488-480). On reconnaît au phosphoroscope que cette lueur a une durée de persistance plus grande que celle des autres bandes, mais qu'elle est plus lente à atteindre son intensité maximum.

On a soumis à l'influence du radium, en les plaçant sur une lame mince de mica, à quelques millimètres au-dessus de la matière active, des fragments de fluorine préalablement calcinés et rendus inactifs.

---

(1) Ed. Becquerel, *la Lumière*, t. I, p. 51.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXII, p. 557; 1891.

Ces fragments, qui deviennent instantanément lumineux, redeviennent rapidement capables de rendre, quand on les échauffe, une lumière identique à celle qui est provoquée par l'étincelle électrique avec prédominance de l'éclat de la bande 531-478 signalée ci-dessus.

Déjà, en 1897, M. Borgman [1] avait pu manifester avec les rayons de l'uranium un effet de thermo-luminescence sur des mélanges de sulfate de potasse et de sulfate de manganèse.

Je terminerai ce résumé en signalant l'indépendance entre les effets de phosphorescence et le phénomène découvert récemment par M. et Mme Curie, le pouvoir temporaire de rendre l'air conducteur, communiqué aux corps soumis à l'influence du radium.

J'ai pu vérifier qu'un grand nombre de corps subissent cette influence et déchargent à distance les corps électrisés; ces corps influencés, placés sur une plaque photographique, soit directement s'ils ne sont pas phosphorescents, soit sur du papier noir, n'ont produit aucune action. L'effet paraît donc être différent de celui que j'avais signalé il y a quelques mois [2]. Ces substances, lorsqu'on les échauffe, perdent leur activité.

Le sulfate double d'uranium et de potassium n'a pas paru subir cette influence. Après une exposition de plusieurs jours à l'action du radium, il n'a pas manifesté de variation appréciable, soit dans son pouvoir de rendre l'air conducteur, soit dans son action sur une plaque photographique.

La fluorine, soumise à l'action du radium, s'est comportée comme très active pour rendre l'air conducteur; on peut faire disparaître cette propriété par un lavage à l'eau, sans modifier sensiblement la phosphorescence persistante acquise par le cristal sous l'influence du radium.

Les faits qui viennent d'être exposés apportent de nouvelles preuves à la réalité d'une émission continue d'énergie par les corps radio-actifs; ils mettent, de plus, en évidence l'existence, dans cette émission, de radiations particulières caractérisées par leur absorption sélective, et présentant entre elles des différences du même ordre que les radiations lumineuses de diverses longueurs d'onde et les rayons X secondaires de M. Sagnac.

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 671; 1898.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 771 : mars 1899.

INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LE RAYONNEMENT DES CORPS RADIO-ACTIFS;

Par M. Henri BECQUEREL.

Au cours des expériences que je poursuis dans la recherche des faits qui peuvent nous éclairer sur la nature du rayonnement émis par les corps radio-actifs, j'ai eu l'occasion d'observer récemment des effets remarquables produits sur ce rayonnement lorsqu'il traverse un champ magnétique.

Dans un champ magnétique non uniforme, constitué par un puissant électro-aimant, j'ai observé que le rayonnement du radium s'infléchit et se concentre sur les pôles.

M. et Mme Curie, à qui je montrais quelques-unes des expériences qui vont être décrites, m'ont alors appris que MM. Stefan Meyer et Egon R. v. Schweidler venaient de publier, trois semaines (1) auparavant, l'observation d'une action d'un champ magnétique sur les rayons du radium et du polonium, et ils m'ont communiqué la Note de ces auteurs. Ceux-ci, en étudiant dans un champ magnétique uniforme le rayonnement du radium au moyen d'un écran de platinocyanure de baryum, ont conclu de leurs expériences que, dans un plan perpendiculaire au champ, les rayons sont infléchis vraisemblablement suivant des lignes circulaires, tandis qu'il existerait dans la direction du champ des rayons qui ne sont pas déviés. Ces propriétés sont celles des rayons cathodiques. Le même phénomène avait été vu peu de temps avant par M. Giesel.

Parmi les faits que j'ai observés, sans avoir eu connaissance de ces expériences, les uns sont conformes à ceux qui ont été découverts par les auteurs allemands; les autres apportent une contribution nouvelle à nos connaissances sur le rayonnement du radium.

Voici les expériences que j'ai réalisées avec la petite quantité de chlorure de baryum radio-actif, que je dois à l'obligeance de M. et de Mme Curie :

Effets produits dans le sens des lignes de force. — Dans un champ magnétique formé par deux petites surfaces de fer doux, planes et circulaires, de 14 millimètres environ de diamètre, qu'un fort électro-aimant permettait d'aimanter presque à saturation, et dont la

(1) *Physikalische Zeitschrift*, n° 10, p. 113-114.

distance a varié de quelques millimètres à plusieurs centimètres, suivant les expériences, j'avais disposé d'abord, près du centre d'une des surfaces polaires, la matière radio-active, déposée sur du papier et recouverte d'une mince feuille d'aluminium battu, puis contre l'autre pôle un écran fluorescent, soit de sulfate double d'uranium et de potassium, soit de platinocyanure de baryum, de blende hexagonale, de diamant, ou d'autres corps phosphorescents.

Tant que l'électro-aimant n'est pas excité, la phosphorescence apparaît sous la forme d'une large tache lumineuse s'étendant bien au-delà de la surface polaire en contact avec l'écran ; la lueur est assez faible lorsque les armatures sont à une distance de 1 centimètre environ, conformément aux expériences que j'ai publiées récemment.



Fig. 1.

Si, alors, on excite l'électro-aimant, on voit la tache lumineuse se rétrécir et devenir considérablement plus intense. La lueur dépasse à peine les contours de la pièce polaire, et il semble que tous les rayons excitateurs émanés du radium viennent aboutir sur cette surface. L'augmentation d'intensité est considérable ; elle ne présente pas de différence notable lorsqu'on change le sens de l'aimantation.

Le même phénomène se produit lorsqu'on interpose entre la matière active et la surface fluorescente des écrans de diverses

natures, tels que du papier noir, du verre, etc. ; l'intensité s'est seulement affaiblie, comme je l'ai indiqué antérieurement.

Si aux écrans phosphorescents on substitue contre la surface polaire une plaque photographique, on obtient en quelques instants des épreuves très intéressantes. L'épreuve reproduite ci-contre (*fig.* 1), a été obtenue à une distance de 15 millimètres avec une minute et demie de pose. On voit sur la même plaque l'impression très faible lorsque l'électro-aimant n'est pas excité, et l'impression très intense produite par les rayons qui ont traversé le champ magnétique.

L'augmentation considérable de l'intensité, obtenue dans cette expérience donne un moyen de concentrer sur une petite surface polaire l'action produite par une large surface de matière peu active l'expérience réussit avec des sels de radium faiblement actifs, mais je n'ai pu jusqu'ici obtenir aucun effet avec l'uranium soit en raison de la faiblesse de l'intensité, soit en raison des propriétés particulières des rayons de l'uranium.

Effets produits dans un plan perpendiculaire au champ. — La matière active recouverte d'aluminium, comme dans les expériences précédentes, était placée au milieu du champ ; autour de celle-ci on avait disposé un écran fluorescent cylindrique en enduisant de sulfate double d'uranium et de potassium l'intérieur d'un tube de verre dont l'axe, parallèle au champ, passait par la source radiante ; tous les points de l'écran étaient ainsi sensiblement à la même distance de la source et dans une direction normale au champ. Si l'on excite alors l'électro-aimant, on voit, dans les conditions particulières de l'expérience, la phosphorescence diminuer considérablement, au point de devenir à peine perceptible.

Dans une autre expérience, la matière a été placée en dessous de la partie la plus intense du champ, et un écran fluorescent plan a été disposé au dessus, de l'autre côté du champ. Dans ces conditions, on voit l'effet changer avec le sens du courant ; pour un sens de l'aimantation, la phosphorescence s'affaiblit ; pour le sens contraire, elle se présente en une tache lumineuse plus brillante.

Exploration du champ par la photographie. — La photographie, par la netteté des détails qu'elle enregistre, a donné pour l'étude du champ des résultats bien supérieurs à ceux de la fluorescence. J'ai réalisé en particulier les expériences suivantes :

1° On place parallèlement au champ, entre les deux pôles distants

de 45 millimètres, une plaque photographique horizontale entourée de papier noir. Après avoir excité l'électro-aimant, on met sur la plaque, à égale distance des pôles, la matière radio-active. Après quelques minutes de pose, on peut développer la plaque et l'on constate que l'impression, très forte, au lieu de s'être faite uniformément autour de la source, est tout entière rejetée sur la droite du champ (à gauche pour un observateur qui regarde le pôle +). En dehors de la tache qui marque la place de la source radiante, l'impression maximum est répartie sur une zone étroite qui affecte la forme ci-contre (*fig.* 2). L'écart maximum correspond à la



Fig. 2.

direction normale au champ, passant par la source qui, dans le cas actuel, est au milieu du champ. Le maximum d'écart est aussi, dans ce cas, le maximum de l'intensité de l'impression ; de part et d'autre de ce maximum la courbe s'infléchit et rejoint les pôles presque normalement aux surfaces polaires, en des points situés à droite des centres de ces surfaces.

La courbure est d'autant moins accentuée que le champ est plus intense.

Cette expérience est identique à celle que MM. Meyer et Schweidler ont faite avec un écran fluorescent. Ces auteurs ont signalé seulement le maximum du sommet de la courbe; mais ils ont montré ce fait capital que l'impression était due à des rayons émis au-dessus de la plaque et ramenés sur celle-ci par l'aimant.

Les rayons émis au-dessous de la plaque donneraient la courbe symétrique; mais dans notre expérience, ils sont absorbés par le verre qu'ils ont à traverser deux fois.



Fig. 3.

2° Une seconde expérience, tout aussi importante, consiste à placer le radium près de l'un des pôles, la plaque photographique restant dans la même position que ci-dessus. L'effet obtenu est notablement différent. L'impression affecte encore la forme curviligne décrite plus haut et est tout entière à droite du champ (*fig.* 3). A côté de la tache marquant la place de la source, se trouve, à droite du champ, une tache presque aussi intense qui se rejoint à la première; l'im-

pression va ensuite en diminuant le long de la courbe jusqu'au sommet, au milieu du champ, où elle est minimum, puis elle augmente en se rapprochant de l'autre pôle, près duquel elle est très intense, moins cependant qu'à l'autre extrémité, figurant une sorte d'image dispersée de la matière active.

Ces expériences montrent d'une autre manière l'augmentation d'action près des pôles, que j'ai indiquée au début de cette Note.

3° Si l'on fait une troisième expérience en disposant la plaque photographique comme ci-dessus et en plaçant la matière active non plus au milieu du champ ou près d'un des pôles, mais en un point quelconque de l'axe du champ, on obtient encore la courbe décrite ci-dessus; celle-ci présente alors un maximum d'intensité en face de la source radiante, sur la même normale au champ. Ce maximum a une tendance à se rapprocher du pôle le plus voisin; et, lorsque la matière active est à une petite distance de l'un des pôles, on voit apparaître un second maximum d'action près du pôle opposé,

Parmi les expériences que j'ai réalisées, il en est d'intéressantes qui montrent qu'un écran de plomb, arrêtant le rayonnement direct de la source sur une surface fluorescente, ou photographique, n'arrête pas le rayonnement curviligne dans le champ, si celui-ci peut contourner l'obstacle ; le point où ce rayonnement curviligne vient frapper l'écran change alors avec le sens de l'aimantation.

Un faisceau limité par une petite ouverture et traversant un champ magnétique uniforme, normalement aux lignes de force, est dévié normalement à ces lignes. La mesure de cette déviation fera l'objet d'un travail ultérieur.

4° Dans un champ magnétique sensiblement uniforme, et dont l'intensité était voisine de 4.000 unités C. G. S., on a placé une petite quantité du sel de radium sur une plaque photographique enveloppée de papier noir, horizontale et parallèle au champ ; puis on a disposé à angle droit, normalement au champ, une seconde plaque photographique enveloppée de papier noir, et on l'a placée dans diverses expériences, à diverses distances de la source radiante et des pièces polaires de l'électro-aimant. Après quelques minutes de pose, on obtient sur la plaque horizontale les courbes qui viennent d'être décrites, puis, sur la plaque verticale, une impression intense, limitée par une courbe qui s'enroule dans le sens du courant qui produit le champ (*fig.* 4). L'origine de cette courbe est sensiblement au point de rencontre de la plaque verticale et d'une droite passant par la source

et parallèle au champ, montrant que les rayons parallèles aux lignes de force ne sont pas déviés, ainsi que l'ont reconnu MM. S. Meyer et v. Schweidler. Ces rayons, rasant la plaque horizontale, ne donnent sur celle-ci aucune impression photographique.



Fig. 4.

La courbe qui limite l'impression sur la plaque verticale est l'ombre, déformée par le champ, de l'intersection des plaques horizontale et verticale, qui se comportent comme des écrans partiellement opaques. La tangente à cette courbe à l'origine fait avec l'intersection des plaques, dans le sens du mouvement d'entraînement, un angle d'autant plus grand que la distance de la source à la plaque verticale est plus grande, et que le champ est plus intense.

Une préparation de carbonate de sodium, considérablement moins active que le chlorure qui a servi aux expériences précédentes, a donné des courbes identiques à celle du chlorure dans le même champ magnétique. Le rayonnement de cette préparation ne diffère donc que par son intensité et non par sa nature.

Les expériences instituées dans le but de reconnaître si le rayon-

nement du radium était influencé par un champ électrique ont donné des résultats négatifs.

Le rayonnement du polonium préparé par M. et Mme Curie n'a manifesté, dans les conditions des expériences précédentes, et pour des champs magnétiques atteignant 10.000 unités C. G. S., aucune déviation appréciable.

Il existe donc, dans le rayonnement des corps radio-actifs, des rayonnements de deux espèces, l'un déviable, l'autre insensible à un champ magnétique (1).

J'ai vérifié que le rayonnement non déviable du polonium donnait des ombres géométriques très nettes, comme, du reste, je l'avais reconnu depuis longtemps pour le rayonnement de l'uranium, et ultérieurement pour celui du radium.

L'ensemble de ces faits, qui viennent s'ajouter à ceux que j'avais observés avec l'uranium, ne nous fixe pas encore sur la nature de ce rayonnement, dont la spontanéité apparente et la permanence sont toujours un mystère d'un grand intérêt.

(*A suivre.*)

SUR L'ÉPAISSEUR DES COUCHES DE PASSAGE;

Par M. G. VINCENT.

On admet d'ordinaire qu'un corps solide ou liquide ne doit pas être considéré comme homogène jusqu'au voisinage immédiat de la surface qui le termine. En d'autres termes, on envisage un pareil corps comme terminé par une couche superficielle — appelée *couche de passage*, — derrière laquelle la constitution du corps devient constante.

Mais le mot « constitution » est vague ; comment peut-on définir expérimentalement la couche de passage d'une façon nette? On cherchera comment varient certaines des propriétés du corps avec la profondeur; par exemple, si ce corps conduit l'électricité, on déterminera à partir de quelle distance de la surface sa conductibilité spécifique devient constante. Chaque propriété choisie fournira ainsi une épaisseur de passage, et si, pour un même corps donné, ces

(1) M. Curie vient de montrer récemment que les deux espèces de rayonnements coexistent dans le rayonnement du radium; d'autre part, M. Giesel avait observé une déviation magnétique avec une de ses préparations de polonium.

différentes épaisseurs sont identiques, on aura bien défini une véritable couche de passage. Quoique très peu de corps et un très petit nombre de propriétés aient été jusqu'ici l'objet d'une pareille étude, il est possible, comme on le verra plus loin, de définir les couches de passage d'une manière unique, de conclure à leur existence objective([1]), de mesurer leur épaisseur et de caractériser quelques-unes de leurs propriétés.

Dans toutes les méthodes employées, les corps choisis, liquides ou solides, ont été étudiés en couches minces afin de rendre prépondérante l'influence des couches superficielles.

Je me propose, dans ce qui va suivre, de résumer mes propres recherches sur cette question ; mais, auparavant, je vais rappeler brièvement, en manière d'historique, les travaux de Reinold et Rücker sur les bulles de savon et ceux de Quincke sur les couches minces solides. J'aurai à me servir de leurs résultats et à les interpréter.

APERÇU HISTORIQUE

Expériences de Reinold et Rucker. — Quand on abandonne une bulle de savon, maintenue par un support, à l'intérieur d'une enceinte close saturée d'humidité afin que la bulle ne s'amincisse pas par évaporation mais seulement par écoulement lent du liquide, on voit, au bout de quelque temps, se former à sa partie supérieure une plage noire dont l'épaisseur est très faible et dont l'apparence s'explique comme celle de la tache centrale des anneaux de Newton en lumière réfléchie. Cette plage noire, très stable, peut persister plusieurs heures; sa tension superficielle est donc égale à celle du reste de la lame([2]).

Reinold et Rucker ont remarqué que cette plage est séparée des parties colorées contiguës par un bord très net, et un examen minutieux leur a montré qu'entre le noir et la première couleur visible qui le borde immédiatement, plusieurs couleurs indiquées dans le tableau des interférences de Newton (en particulier, toutes les nuances de gris) font absolument défaut ; on peut d'ailleurs les faire apparaître

([1]) Je n'attache ici à ce mot aucun sens philosophique; je l'emploie dans son sens vulgaire.

([2]) Newton avait déjà signalé ce phénomène et avait même constaté dans certains cas (quand l'eau de savon a une certaine composition) une deuxième plage à l'intérieur de la première, plus noire et, par conséquent, plus mince qu'elle.

en faisant passer dans la bulle un courant électrique d'une intensité suffisante; elles disparaissent ensuite quand on interrompt le courant. On doit donc conclure en cet endroit à une discontinuité d'épaisseur [1].

Reinold et Rucker montrent que l'ensemble de ces phénomènes est dû à ce que la tension superficielle, pour les épaisseurs qui manquent, est moindre que pour la plage noire et pour les parties colorées plus épaisses. Ainsi, la tension superficielle, constante pour toutes les épaisseurs supérieures à une certaine limite, commence à varier quand l'épaisseur de la bulle tombe au-dessous de cette valeur critique qu'ils ont trouvée comprise entre 45 $\mu\mu$ et 96 $\mu\mu$ (millioniémes de millimètre).

Que représente cette valeur critique? Reinold et Rucker pensent qu'elle est en relation avec la grandeur du rayon d'activité moléculaire, relation qu'ils n'ont pas d'ailleurs fixée au juste. Nous pouvons admettre qu'elle représente la somme des épaisseurs des couches de passage qui limitent la bulle à l'intérieur et à l'extérieur.

Expériences de Quincke. — Quincke, se proposant de déterminer la grandeur du rayon d'activité moléculaire de quelques substances solides, employa le procédé suivant : Sur une plaque de verre bien propre, on dépose une couche mince du corps à étudier, couche en forme de coin dont l'épaisseur au tranchant est nulle et croît à partir de là uniformément. On plonge ensuite la lame verticalement dans un liquide non susceptible de la mouiller (j'entends un liquide tel que l'angle de raccordement soit différent de zéro); l'angle de raccordement et, par suite, la hauteur soulevée ou déprimée, varient d'un point à l'autre de la paroi tant que l'épaisseur de la couche cunéiforme est moindre qu'une certaine limite, après quoi elle devient constante.

Opérant sur l'argent avec l'eau comme liquide, puis sur l'iodure et le sulfure d'argent avec le mercure, Quincke a trouvé que cette épaisseur limite est voisine, pour les trois corps étudiés, de 50 $\mu\mu$. Il interprète son expérience ainsi : la hauteur soulevée varie tant que l'action du verre sur le liquide se fait sentir au travers de la couche mince, mais devient constante quand l'épaisseur de celle-ci devient égale au rayon d'activité moléculaire. Cette interprétation n'est pas nécessaire, et l'on pourrait en imaginer bien d'autres, en particulier

[1] Pour plus de détails et pour tous renseignements bibliographiques, voir un article que j'ai publié dans *la Revue générale des Sciences*, numéro du 15 juin 1899.

celle-ci que l'épaisseur 50 $\mu\mu$ représente la somme des épaisseurs de passage. Nous verrons plus loin que cette dernière hypothèse est en effet la meilleure et qu'en tout cas celle de Quincke doit être rejetée, car elle suppose implicitement que les couches minces précédentes sont homogènes dans toute leur épaisseur, ce que contredisent mes propres expériences que je vais maintenant rapporter.

ÉTUDE DE LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES LAMES MINCES D'ARGENT

Les expériences de Reinold et Rucker s'expliquent simplement dans l'hypothèse des couches de passage et peuvent être considérées comme apportant une preuve de l'existence de ces couches, en ce qui concerne le liquide glycérique et quelques autres liquides semblables. Quant à l'épaisseur de ces couches, les deux physiciens anglais en donnent seulement deux limites supérieure et inférieure assez éloignées l'une de l'autre ; il semble difficile d'aller plus loin dans la voie qu'ils ont choisie.

Pour les solides, nous ne possédons que les expériences de Quincke, dont l'interprétation ne peut pas être fixée sans expériences nouvelles.

J'ai repris cette question par un procédé différent, applicable seulement aux lames métalliques : il consiste à déterminer comment varie, en fonction de l'épaisseur, la conductibilité électrique de pareilles lames. Cette étude, faite pour des lames minces d'argent, dans des limites d'épaisseur suffisamment étendues, m'a permis de mettre en évidence de façon nette l'existence des couches de passage, de mesurer leur épaisseur et d'indiquer quelques-unes de leurs propriétés. Un résumé de ce travail a paru dans un article déjà cité de *la Revue générale des Sciences*, et l'ensemble des recherches est exposé au long dans un mémoire que publieront prochainement les *Annales de Chimie et de Physique*.

Parmi les métaux qu'on peut préparer en couches minces, je n'ai étudié que l'argent parce que c'est le seul métal qui fournisse des résultats suffisamment certains et précis, surtout en ce qui concerne les mesures d'épaisseurs. On verra, en comparant les résultats que j'ai obtenus avec ceux de Reinold et Rucker et de Quincke convenablement interprétés, qu'on est conduit à considérer ces résultats comme généraux.

Préparation des couches. — Les couches d'argent étudiées étaient déposées par voie chimique sur des plaques de verre. Ces plaques, de

3 millimètres d'épaisseur environ et d'à peu près 9 centimètres de longueur sur 3 centimètres de largeur, étaient découpées dans des plaques plus grandes de bonne glace ordinaire.

Les dépôts doivent être faits avec de minutieuses précautions si l'on veut obtenir des résultats comparables entre eux. On commence par soumettre les plaques employées à des lavages méthodiques : deux lavages à l'eau distillée, un lavage dans un bain de soude, puis dans un bain d'acide azotique pur (on laisse séjourner les plaques plusieurs jours dans chaque bain) ; puis, nouveaux lavages à l'eau distillée ; après quoi, sans sécher les plaques, on procède à l'argenture.

Chaque plaque à argenter est fixée par deux boulettes de cire contre une plaque de verre plus grande et plongée dans le bain argentifère contenu dans une cuve légèrement inclinée, qu'on dispose de manière que la face à argenter soit tournée vers le bas.

Pour la composition du bain argentifère, j'ai employé, en le modifiant un peu, un procédé indiqué autrefois par Martin [1]. Ce bain est plus ou moins étendu d'eau, suivant l'épaisseur d'argent à obtenir.

Quand l'argenture est terminée, la plaque est retirée du bain, lavée et séchée. Puis on fait, aux extrémités, des dépôts supplémentaires très épais qu'on lave et sèche de même ; ils servent à donner là, à l'argenture, la solidité nécessaire pour qu'on y puisse appliquer plus tard les électrodes qui amèneront le courant, lorsqu'on fera l'étude de la conductibilité électrique.

Le procédé d'argenture dont je viens de parler permet d'obtenir toutes les épaisseurs comprises entre 0 $\mu\mu$ et 170 $\mu\mu$, limite qu'on ne peut guère dépasser et qui est d'ailleurs très suffisante. Les bornes de cet article ne me permettent pas de détailler ici, comme il le faudrait, la technique que j'ai suivie pour la préparation des couches ; il me suffira de dire que j'ai pu obtenir des dépôts dont le poli et l'homogénéité ne laissaient rien à désirer.

Mesure des résistances. — Voici le procédé employé pour amener le courant dans une couche à étudier. Chacune des extrémités de la plaque qui la porte est serrée à l'aide d'une pince à vis de serrage entre deux petites plaques de cuivre bien planes, entourées de plusieurs épaisseurs d'un papier d'argent solide et souple qui assure un bon contact. Deux grosses tiges de cuivre, soudées aux pinces de

---

[1] *C. R.*, t. LVI, p. 1044.

serrage, sont recourbées à leurs extrémités libres qui plongent dans deux godets pleins de mercure. Le tout constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Un manchon de verre fermé par deux bouchons que traversent les tiges entoure la lame argentée et les pinces, de manière à protéger l'argenture contre les influences extérieures.

La quantité que je me suis proposé de mesurer, c'est, sur chaque couche d'argent, la *conductibilité superficielle* $\frac{1}{\rho}$; j'entends par là l'inverse de la résistance ρ évaluée en ohms d'un carré supposé découpé en une région quelconque de la couche et orienté de telle façon que les lignes de courant soient parallèles à l'un des côtés; il est facile de voir que la conductibilité d'un tel carré est indépendante de sa grandeur, la conductibilité d'un rectangle dépendant uniquement du rapport des côtés. Afin d'éliminer *rigoureusement* toute résistance parasite (fils de communication, électrodes, etc.) et toute correction, j'ai employé la méthode différentielle suivante :

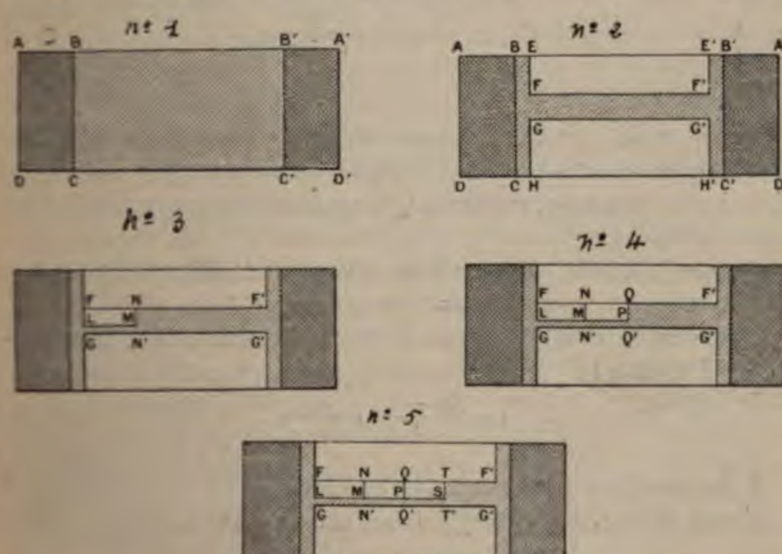


Fig. 1.

Soit (*fig.* 1, n° 1) une plaque argentée. ABCD, A'B'C'D' sont les dépôts épais des extrémités. A l'aide d'une pointe fine, on trace les lignes parallèles FF', GG' (*fig.* 1, n° 2) qui limitent une bande que l'on isole des parties adjacentes par les traits perpendiculaires EF, GH,

E′F′, G′H′. On trace ensuite trois traits : LM, FL, MN parallèles, le premier aux grands côtés de la bande, les deux autres aux petits côtés (*fig.* 6, n° 3). On met alors la lame en circuit; si l'on fait passer le courant, celui-ci ne traversera que les régions qui, dans la figure n° 3, sont couvertes de hachures. On mesure la résistance R_1 de la lame ainsi découpée.

On retire la lame du circuit et, par deux autres traits, l'un MP qui prolonge LM, l'autre PQ perpendiculaire (*fig.* 6, n° 4), on retire de la bande le rectangle MNPQ. On remet la lame en circuit : soit R_2, la nouvelle valeur de la résistance.

Appelons N′, Q′, les points où MN et PQ prolongés couperaient GG′, et soient : l, la longueur NQ = MP ; a, la largeur NN′ de la bande primitive, et α la largeur MN′ de la bande restreinte. On a, *rigoureusement*,

$$R_2 - R_1 = \rho \frac{l}{\alpha} - \rho \frac{l}{a} = \rho l \frac{a - \alpha}{a\alpha};$$

d'où :

$$\rho = \frac{R_2 - R_1}{l} \cdot \frac{a\alpha}{a - \alpha}.$$

Il suffit de mesurer l, a et α.

La valeur de ρ ainsi déterminée est relative à une région peu étendue de la couche : le rectangle NQQ′N′. C'est la seule qui doive être d'épaisseur uniforme, condition toujours réalisée pour une étendue aussi faible.

Comme contrôle, on peut faire une seconde détermination de ρ en faisant le découpage indiqué par le numéro 5 de la *fig.* 1 et en déterminant la nouvelle valeur R_3 de la résistance. Soit l' la longueur PS, on a :

$$\rho = \frac{R_3 - R_2}{l'} \cdot \frac{a\alpha}{a - \alpha}.$$

Cette deuxième valeur de ρ doit être identique à la première. J'ai toujours obtenu, pour chaque lame, deux valeurs de ρ très concordantes dont la moyenne peut être considérée comme exacte à $\frac{1}{50}$ près, au moins.

Le découpage des bandes et des rectangles est une opération délicate que j'ai réussi à faire avec beaucoup de précision.

Les longueurs l, l', a, α, étaient mesurées à la machine à diviser.

J'ajoute une remarque : Toutes les couches ont été soumises aux

expériences huit jours exactement après leur préparation. Une couche récemment préparée, comme l'avaient déjà signalé MM. Quincke et Meslin, subit une transformation moléculaire qui, au bout de huit jours, est terminée ou assez ralentie pour que les mesures donnent des résultats comparables.

Mesure des épaisseurs. — L'épaisseur d'une couche mince peut être déterminée soit par une pesée, soit par l'emploi d'une méthode optique. Le premier procédé ne pouvait convenir dans le cas de mes expériences; j'ai donc eu recours uniquement aux méthodes optiques.

Il y en a de diverses sortes. Toutes sont fondées sur un phénomène d'interférence par réflexion ou transmission. Je me suis arrêté à des méthodes utilisant l'interférence de rayons réfléchis. Ces méthodes supposent que l'on connaisse le changement de phase des vibrations lumineuses par réflexion ou transmission. Or cela n'a lieu que dans le cas des corps transparents, et encore si l'on ne s'écarte pas trop de l'incidence normale. Aucune de ces méthodes ne s'applique donc directement aux lames métalliques, et le problème, dans ce cas, est jusqu'ici resté sans solution satisfaisante, sauf en ce qui concerne l'argent, pour lequel on a réussi à tourner la difficulté.

La première idée de cet artifice est due à Fizeau; elle consiste à transformer l'argent en iodure d'argent, corps transparent; c'est l'épaisseur de l'iodure que l'on mesure, et l'on en déduit celle de l'argent par une formule connue.

Je me suis servi de deux méthodes pour mesurer l'épaisseur de l'iodure. La première, dont le principe est dû à Fizeau et que M. Meslin a rendue pratique et précise, consiste à apprécier la coloration de la lame d'iodure et à déduire l'épaisseur en cherchant dans le tableau des interférences à centre noir de Newton l'épaisseur d'air de même coloration; il suffit, pour faire le calcul, de connaître l'indice moyen de l'iodure. Cette méthode, très sensible pour les couches très minces, ne convient plus lorsque l'épaisseur des lames d'argent d'où l'on part dépasse 70 $\mu\mu$, car la dispersion de l'iodure intervient alors d'une manière notable et fausse les résultats; de plus, les colorations plus ternes deviennent plus difficiles à apprécier.

La seconde méthode que j'ai employée est une modification de celle qu'a indiquée Wiener. La méthode de Wiener est bien connue; on sait qu'elle consiste à obtenir l'épaisseur de la lame d'iodure par la différence des épaisseurs de deux lames minces d'air. Ici, l'indice de l'iodure n'intervient pas, sinon dans un terme de correction. Cette

méthode, applicable à toutes les épaisseurs, sert de contrôle à la précédente, dans les limites où celle-ci peut s'appliquer.

J'ai dû modifier assez profondément le dispositif de Wiener; mais, sur ce point, je ne puis résumer : je me borne à renvoyer au mémoire étendu que j'ai annoncé plus haut.

Résultats. — Les épaisseurs des couches d'argent étudiées ont varié depuis 0 $\mu\mu$ jusqu'à 170 $\mu\mu$. J'ai fait deux séries de mesures, l'une en été, l'autre en hiver; elles concordent bien, en tenant compte des différences de température[1]. Pour abréger, j'indique seulement les résultats de la seconde, qui comprend un plus grand nombre de couches.

La loi de variation de la conductibilité superficielle avec l'épaisseur est très simple et s'aperçoit immédiatement sur la courbe représentative (*fig.* 2) obtenue en portant en abscisses les valeurs de l'épaisseur ε (exprimées en $\mu\mu$), et en ordonnées les valeurs de la conductibilité $\frac{1}{\rho}$ (les quantités ρ étant exprimées en ohms).

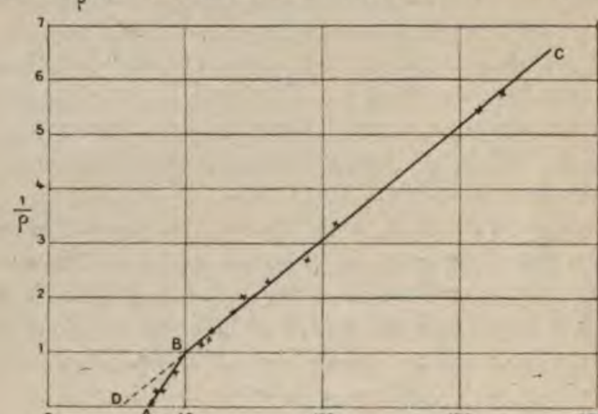


Fig. 2.

Si la *conductibilité spécifique* était la même à toutes les épaisseurs et dans toute la profondeur de chaque couche, la courbe représentative obtenue en prenant pour coordonnées ε et $\frac{1}{\rho}$ serait une

[1] Le coefficient de variation avec la température que j'ai déterminé directement est le même pour toutes les épaisseurs. Il est voisin de 0,0014 et non égal au coefficient de dilatation des gaz qu'on obtiendrait si les couches, au lieu d'adhérer à des plaques de verre, pouvaient se dilater librement.

droite *passant par l'origine*. On devrait avoir en effet :

$$\frac{1}{\rho\varepsilon} = C = C^{te}; \quad \text{d'où :} \quad \frac{1}{\rho} = C\varepsilon.$$

Or ici les points figuratifs ne se placent sur une droite que pour les épaisseurs supérieures à 50 $\mu\mu$ (droite BC), et le prolongement de cette droite passe *bien au-dessous de l'origine*. En outre, pour les épaisseurs moindres que 50 $\mu\mu$, la courbe s'abaisse nettement au-dessous de la droite précédente ; cette deuxième portion BA de la courbe rejoint l'axe des abscisses au voisinage du point $\varepsilon = 36\,\mu\mu$; au-dessous de cette épaisseur, les couches ne sont généralement plus conductrices ; mais ce dernier point a peu d'importance.



Fig. 3.

L'ensemble de ces résultats s'interprète facilement dans l'hypothèse des couches de passage. Représentons, en effet (*fig.* 3), une couche d'argent avec ses deux couches de passage. Désignons par ε et C, ε_1 et C_1, ε_3 et C_3, l'épaisseur en $\mu\mu$ et la conductibilité superficielle respectivement : de la couche tout entière, de la première couche de passage (au contact de l'air) et de la deuxième (au contact du verre). Soient en outre : ε_2 l'épaisseur de la couche intermédiaire homogène, et c, la conductibilité d'un parallélipipède ayant une base carrée et 1 $\mu\mu$ d'épaisseur, découpé dans cette couche (les lignes de courant étant parallèles à l'une des arêtes de base). On a évidemment :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$
$$C = C_1 + C_3 + c\varepsilon_2 = C_1 + C_3 + c(\varepsilon - \varepsilon_1 - \varepsilon_3),$$

ou bien :

$$C = -A + c\varepsilon,$$

en posant :

$$A = c(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) - (C_1 + C_3).$$

C n'est autre que la quantité désignée jusqu'ici par $\frac{1}{\rho}$; on peut donc écrire :

$$\frac{1}{\rho} = -A + c\varepsilon. \qquad (1)$$

Tant que ε_2 n'est pas nul, les quantités c, ε_1, ε_3, C_1, C_3 sont constantes; A l'est donc aussi, et l'équation (1), où l'on prend $\frac{1}{\rho}$ et ε comme coordonnées, représente une droite. Le prolongement de cette droite passe au-dessous de l'origine si A est > 0, c'est-à-dire si la conductibilité des couches de passage est moindre que si, sans changer d'épaisseur, elles étaient constituées comme la couche intermédiaire homogène.

Quand ε devient égal, puis inférieur à la valeur jusque-là constante de $\varepsilon_1 + \varepsilon_3$, la couche intermédiaire homogène n'existe plus, et l'équation (1) n'a plus de sens; en se reportant à la *fig.* 2, on voit que les points figuratifs doivent alors se séparer de la droite. L'épaisseur pour laquelle la discontinuité se produit est la somme $\varepsilon_1 + \varepsilon_3$ des épaisseurs de passage; dans nos expériences, elle est d'environ 50 $\mu\mu$. Nous pouvons donc dire en résumé :

1° *Toute couche d'argent dont l'épaisseur dépasse* 50 $\mu\mu$ *est composée d'une couche homogène de conductibilité spécifique constante, comprise entre deux couches de conductibilité moindre mais fixe, dont l'épaisseur est invariable;*

2° *La somme des épaisseurs de ces deux couches de passage est d'environ* 50 $\mu\mu$.

Je donne ci-dessous (tableau II) le tableau des nombres qui ont servi à construire la courbe (*fig.* 2); la première colonne contient les épaisseurs des couches étudiées; la deuxième, les valeurs mesurées de $\frac{1}{\rho}$; dans la troisième, on a écrit les valeurs qu'aurait $\frac{1}{\rho}$ si tous les points de la courbe se trouvaient sur la droite BC ou sur son prolongement; l'équation de cette droite, déduite de l'ensemble des mesures faites au-dessous de 50 $\mu\mu$, est :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\varepsilon - 25,75}{24,21}. \qquad (2)$$

On voit qu'au-dessus de 50 $\mu\mu$ l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées de $\frac{1}{\rho}$ sont de l'ordre de $\frac{1}{20}$ (souvent moindres);

c'est l'ordre des erreurs d'expériences. Au-dessous de $50 \mu\mu$, les écarts sont très considérables; les points figuratifs se séparent bien de la droite BC.

Je donne en même temps, dans le tableau I, les nombres relatifs à la première série de mesures faite à une température moyenne un peu plus élevée que l'autre, et dont je n'ai pas parlé dans la discussion qui précède. Elle confirme, d'ailleurs, entièrement les résultats donnés par l'autre série.

TABLEAU I.

1re série. — *Température : 25° environ.*

e	$\frac{1}{\rho}$ mesuré	$\frac{1}{\rho}$ calculé
42 $\mu\mu$	0,352	0,552
52	1,042	0,96
60	1,36	1,29
61	1,32	1,33
70	1,60	1,70
75	1,92	1,90
94	2,58	2,68
106	3,17	3,17
134	4,37	4,32

TABLEAU II.

2e série. — *Température : 15° environ.*

e	$\frac{1}{\rho}$ mesuré	$\frac{1}{\rho}$ calculé
38 $\mu\mu$	0,141	0,510
40	0,303	0,590
41	0,355	0,630
46	0,662	0,84
55	1,14	1,21
55	1,16	1,21
58	1,28	1,33
59	1,39	1,37
68	1,77	1,75
72	2,05	1,91
80	2,32	2,24
94	2,69	2,82
106	3,46	3,31
159	5,52	5,50
167	5,75	5,83

Remarque. — La comparaison des équations (2) et (1) fournit non seulement la somme des épaisseurs des couches de passage, mais encore : 1° la somme de leurs conductibilités superficielles : $C_1 + C_2 = 1$ environ, à 15°; 2° la conductibilité spécifique c de la couche intermédiaire homogène : $c = \frac{1}{24,2}$.

Si, après la discussion qui vient d'être faite, nous nous reportons aux expériences de Quincke, nous voyons que ce sont bien les couches de passage que ce physicien a mises en évidence. Ainsi, l'action exercée sur l'eau par ses couches d'argent devient constante dès que les deux couches de passage sont entièrement constituées, quelle que soit l'épaisseur de la couche intermédiaire homogène. Celle-ci n'intervient donc pas dans les phénomènes, et tout ce qui

est derrière elle non plus; la couche de passage antérieure est seule active. On pourrait être tenté d'en conclure que son épaisseur est égale au rayon d'activité moléculaire; mais cette interprétation n'est pas nécessaire, comme il est aisé de s'en convaincre. Le rayon d'activité n'est certainement pas plus grand que l'épaisseur de la première couche de passage, mais il peut n'en être qu'une fraction, la moitié par exemple; dans ce cas, la moitié de la première couche de passage aurait seule une action directe sur l'eau; mais cette action ne deviendrait constante évidemment que lorsque la constitution de cette demi-couche serait elle-même devenue constante, c'est-à-dire quand, les deux couches de passage étant entièrement constituées, la couche intermédiaire homogène commencerait d'apparaître.

Conclusion. — Si nous rapprochons les uns des autres les résultats obtenus pour l'épaisseur des couches de passage par les différents expérimentateurs, nous voyons que toutes les mesures précises donnent un nombre voisin de 50 $\mu\mu$ et que les limites fournies par les mesures approchées comprennent ce nombre. Cette concordance, obtenue en opérant sur des corps très divers, dans des conditions qui ne se ressemblent pas et par des méthodes qui n'ont rien de commun, est très importante. Elle permet d'abord d'attribuer une existence *objective* aux couches de passage définies par ces méthodes, et fait prévoir, en outre, que la somme des épaisseurs de passage est la même pour toutes les substances. Si cette conclusion est admise, il est naturel de penser que, sur une même lamelle, l'épaisseur de chaque couche de passage est la moitié de la somme des deux (seule atteinte directement par l'expérience) et vaut, par conséquent, 25 $\mu\mu$. Ce n'est là, d'ailleurs, qu'une hypothèse qui, vu le petit nombre d'expériences sur lesquelles on peut l'appuyer, réclamerait une confirmation établie sur des expériences plus nombreuses.

Ceci m'amène à dire un mot d'une objection qu'on peut faire à l'interprétation que j'ai donnée de mes expériences. Les couches de passage qu'elles mettent en évidence dans les couches d'argent, tiennent-elles vraiment à une propriété spécifique de la matière, et ne pourrait-on pas les expliquer soit par une impureté, soit par des trous ou fissures altérant d'une façon constante les surfaces de toutes les couches? J'ai examiné cette objection avec soin et institué plusieurs expériences qui permettent de la réfuter directement. Sans les rapporter ici, ce qui m'entraînerait à de trop longs développe-

ments, j'indiquerai seulement un argument indirect qu'on peut tirer des expériences de Quincke. Quand on transforme une couche d'argent en iodure (et c'est ainsi que Quincke préparait ses lamelles d'iodure), on obtient une épaisseur d'iodure 4 fois plus épaisse environ que celle d'argent. Les couches de passage de l'iodure devraient donc avoir une épaisseur très différente de celles de l'argent ; or les expériences de Quincke donnent la même. L'objection tombe donc, à moins qu'on ne fasse des hypothèses bizarres dont il serait facile, d'ailleurs, de démontrer l'inanité.

Une dernière remarque avant de terminer : Il est vraisemblable que la densité et l'indice de réfraction des couches de passage varient avec la profondeur avant d'atteindre les valeurs définitives qu'on mesure pour les corps pris en masse. Cependant, au degré de précision des mesures faites jusqu'ici, ces quantités apparaissent comme constantes. On peut dire, en tout cas, qu'elles varient très peu avec la profondeur ou que, s'il y a une épaisseur de variation plus rapide, elle n'intéresse qu'une très petite fraction de chaque couche de passage.

Les couches de passage qui terminent un corps apparaissent ainsi comme ayant une constitution très peu différente de celle de l'intérieur, et il n'y a qu'un petit nombre de propriétés dont la variation puisse être estimée avec une sensibilité suffisante pour qu'on réussisse à mettre ces couches en évidence. Cela est encore plus vrai pour les liquides que pour les solides, comme il ressort des travaux de Reinold et Rucker.

ORIGINE, VARIATIONS ET PERTURBATIONS DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE ;

Par M. Marcel BRILLOUIN.

1. — Hertz a découvert, en 1887, que l'étincelle électrique éclate plus facilement sous l'action de la lumière ultra-violette que dans l'obscurité. En 1888, Wiedemann et Ebert ont montré que cette action s'exerce à la cathode (électrode négative), qu'elle a un maximum dans l'air vers la pression de 300 millimètres de mercure ; d'après Arrhenius, ce maximum aurait lieu vers 6 millimètres, et, d'après Stoletow, à une pression variable avec l'intensité du champ électrique, à peu près proportionnellement.

L'étude attentive de cette action a montré que *toute surface métallique chargée d'électricité négative perd cette électricité lorsqu'elle est exposée aux radiations ultra-violettes, quelque faible que soit la charge négative*. L'action sur l'électricité positive est nulle. MM. Righi et Stoletow ont même pu se servir de cette action pour *mesurer* les différences de potentiel au contact.

2. — M. Buisson, qui a vérifié cette délicatesse d'action de la lumière ultra-violette, a exécuté à ma demande une série d'expériences sur la glace, comparée au zinc. Un faisceau de lumière ultra-violette (arc électrique, aluminium) traverse une plaque de laiton perforée portée à un potentiel positif, et tombe sur un bloc de glace qui forme l'armature négative du condensateur. Ce bloc repose sur un disque métallique à pied isolant en communication avec un électromètre. Avant l'éclairement, le bloc de glace et l'électromètre sont mis en communication avec le sol, puis cette communication est supprimée. Dès qu'on éclaire, l'aiguille de l'électromètre se déplace et indique que le bloc de glace perd son électricité négative — jusqu'à égalisation du potentiel de la glace et de la lame de laiton.

L'action sur le bloc de glace *sec* au sortir d'un mélange réfrigérant est très intense (de l'ordre du dixième au vingtième de celle sur le zinc). — Dès que la surface du bloc commence à fondre, l'action de la lumière ultra-violette diminue beaucoup ; enfin lorsque l'eau de fusion couvre toute la surface éclairée du bloc, la perte d'électricité négative devient négligeable.

Tels sont les résultats obtenus au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale par M. Buisson.

La glace est très sensible aux radiations ultra-violettes ; l'eau y est insensible.

3. — Rapprochés de l'influence non douteuse de l'abaissement de pression sur cette action, et de l'absorption de la lumière ultra-violette du soleil par l'atmosphère, ces résultats transforment mon hypothèse sur l'origine de l'électricité atmosphérique en une théorie expérimentale digne d'être publiée.

S'il existe à un moment quelconque dans l'atmosphère un champ électrique, les aiguilles de glace des cirrus s'électriseront par influence positivement à un bout, négativement à l'autre. S'il arrive que l'extrémité négative des aiguilles de glace reçoive des radiations solaires ultra-violettes, les aiguilles de glace ainsi éclairées

perdront toute leur charge négative et resteront électrisées positivement.

L'état neutre ou négatif des cirrus est instable; tout cirrus éclairé par le soleil devient positif.

4. — L'expérience a d'ailleurs montré que l'air ainsi éclairé *reste isolant* (contrairement à ce qui arrive pour les rayons Röntgen). Dans les expériences de laboratoire, où le conducteur positif est peu distant du conducteur négatif, le transport de l'électricité par mouvement de l'air est rapide; dans l'atmosphère, il en sera autrement.

L'électricité négative perdue par les aiguilles de glace est déposée dans l'air environnant (hypothèse). *L'ensemble du nuage apparait comme positif, lorsque les aiguilles se séparent de l'air environnant.*

L'état neutre de l'air est instable. L'air qui traverse une région de formation de cirrus éclairés est négatif. L'air neutre dans lequel s'est évaporé un cirrus positif est devenu positif.

Dans la formation des cirrus par mélange (1), les mouvements indépendants de masses d'air voisines, les unes nuageuses, les autres limpides, sont fréquents. L'air négatif se séparera alors du cirrus positif. Si la masse d'air négative descend, et si, toujours négative (car l'électricité ne peut disparaître), elle atteint le sol cultivé, les innombrables pointes d'herbes ou de feuilles rendront facile l'échange d'électricité entre le sol et l'air. Le sol continental est chargé *négativement par l'échange avec l'air.*

A la surface des mers, rien de semblable ne se produit : l'air reste négatif; il se charge de vapeur; mais, quand, par détente, cette vapeur se condense en fines gouttelettes, celles-ci comme des pointes fines empruntent à l'air sa charge. *Les cumulus de détente des régions océaniques sont négatifs.*

Au niveau du sol, aucune action directe des radiations ultra-violettes ne se fait sentir, parce que ces radiations n'y parviennent presque pas, et parce que l'eau n'y est pas sensible.

5. — Il paraît inutile d'insister sur les caractères de la variation diurne, et sur la complication que le transport de l'air électrisé peut lui donner.

L'influence sur les orages est évidente; le même coup de vent donne de la pluie et des averses la nuit, des orages à la fin du jour, lorsque l'action solaire a électrisé les cirrus, et que la convection a

---

(1) *Vents et Nuages*, M. BRILLOUIN (*Ann. du Bur. centr. mét.*, 1898).

éloigné l'air négatif. La lenteur de cette convection explique également les deux ou trois journées de temps à apparence orageuse, qui précèdent ordinairement le véritable orage dans nos climats.

Dans les régions ou les saisons, où l'air est à peu près calme, comme à la limite du cône d'ombre circumpolaire de la saison froide, le cirrus électrisé positivement dans toute sa masse pendant le jour, reste environné de l'air négatif. Dès la nuit venue, l'état stable change; entre l'air négatif et les aiguilles de glace positives, des effluves s'étendent, dans toute l'épaisseur du nuage. Cette explication cadre parfaitement avec toutes les particularités des aurores polaires; elle convient aussi pour les nuages lumineux observés quelquefois dans nos régions, et pour les lueurs diffuses des soirs d'été, dites éclairs de chaleur.

6. — Enfin le mécanisme de l'action des taches solaires devient très simple. Toute variation d'éclat *ultra-violet* du soleil a une action immédiate sur les aurores polaires, et l'électricité atmosphérique, là où existent des cirrus, sur les orages, une action qui peut être retardée de quelques jours, là où les cumulus sous-jacents aux cirrus étaient neutres ou à peu près. La nécessité des cirrus préexistants ou en formation, et des cumulus, localise l'action des radiations d'une manière variable avec l'ensemble des circonstances météorologiques.

L'importance des troubles provoqués est sans relation avec l'importance visuelle des facules, mais dépend exclusivement de l'intensité de la partie ultra-violette transmissible à travers l'atmosphère. A ce titre, les facules et surtout les taches observées à l'œil nu ne sont que des indices défectueux, et il est grandement à désirer que les observations de M. Deslandres soient régulièrement organisées et publiées.

7. — D'autres actions, la pulvérisation des gouttelettes d'eau tombant sur un obstacle, ont été indiquées depuis quelques années comme jouant un rôle dans la production de l'électricité atmosphérique. Je crois qu'elles ne jouaient qu'un rôle secondaire et perturbateur, et que le rôle fondamental est celui que j'invoque.

L'électricité atmosphérique est entretenue par l'action des radiations solaires ultra-violettes sur les aiguilles de glace des cirrus; elle est due à la même cause, le champ initial nécessaire s'étant produit inévitablement dans les déplacements relatifs des hautes régions atmosphériques par rapport au globe terrestre aimanté.

SUR L'INTERRUPTEUR WEHNELT.
EXISTENCE D'UN RÉGIME STABLE. — INFLUENCE SUR L'ÉCLAIRAGE DES LAMPES;

Par M. EDMOND ROTHÉ.

L'interrupteur de M. Wehnelt peut fonctionner sous trois régimes bien distincts : un régime continu et deux régimes variables, l'un à faible intensité moyenne, l'autre à grande intensité moyenne.

On peut facilement observer ces différents régimes en opérant de la façon suivante :

Les deux électrodes de la cuve électrolytique sont mises en communication avec les deux pôles du secteur de la Sorbonne (113 volts), par l'intermédiaire d'une résistance liquide variable formée simplement d'une dissolution très étendue de sulfate de cuivre (1° à 2° Baumé), dans laquelle plongent deux lames de cuivre. Une manivelle permet de déplacer une des lames le long d'une vis. Un ampèremètre, placé dans le circuit, indique l'intensité du courant. L'anode de l'interrupteur est constituée par un fil de platine de $0^{mm},55$ de diamètre et de 2 centimètres de long. Le liquide est de l'eau acidulée par l'acide sulfurique (5° Baumé).

Dans ces conditions, lorsque, la force électromotrice restant constante, on fait varier la résistance du circuit, voici ce que l'on constate : pour une grande valeur de la résistance, l'intensité du courant est faible (4 ampères environ) ; mais l'aiguille de l'ampèremètre, pour une valeur donnée de la résistance, reste fixe. Le courant est alors continu et sensiblement constant. C'est le régime le plus simple pendant lequel l'électrolyse a lieu. Dans ces conditions, l'appareil ne peut fonctionner comme interrupteur; aussi, si on introduit dans le circuit une bobine d'induction sans trembleur, on ne constate aux bornes de l'induit aucune étincelle, si petite qu'elle soit.

Si on diminue la résistance, on voit que l'intensité croît; elle croît ainsi jusqu'à un maximum, puis subitement tombe à une très faible valeur $2^{amp},5$ environ. Ce nouveau régime, à faible intensité, est un régime variable. L'aiguille de l'ampèremètre indique des variations d'intensité; mais, ce qui est surtout remarquable, c'est qu'une fois ce régime atteint on peut, tant ce régime est stable, augmenter ou diminuer considérablement la résistance sans qu'il soit modifié.

Il est ainsi possible de donner à la résistance une très grande

valeur, de se placer dans les conditions où normalement le circuit devrait être parcouru par un courant d'une dizaine d'ampères, sans que l'intensité dépasse sensiblement $2^{amp},5$.

On peut donc dire qu'il *existe pour chaque interrupteur et pour une force électromotrice donnée, une résistance limite, telle que pour toute résistance inférieure le régime variable est seul possible. Pour toutes les résistances supérieures on peut avoir soit le régime variable, soit le régime continu, et cela suivant la façon dont on a établi le courant.*

Il n'est donc pas indifférent de fermer le circuit directement sur une grande résistance ou de le fermer sur une résistance très faible, que l'on augmente ensuite pendant que le courant circule.

Le régime variable ne diffère pas seulement du précédent par l'intensité : le dégagement des gaz n'est pas le même dans chacun de ces deux cas. Il n'y a plus, sous le régime variable, comme dans l'électrolyse, de nombreuses bulles partant de tous les points du fil de platine. Les bulles ne se dégagent plus qu'une à une et d'une façon très régulière. Le fil de platine étant vertical, c'est au point où le fil est soudé dans le verre, que se forme une bulle unique, assez volumineuse, qui de temps en temps laisse échapper une bulle plus petite qui vient éclater à la surface ; les gaz qui s'en échappent sont très chauds et fument à l'air. Le dégagement très régulier des bulles produit une sorte de gazouillement. L'aiguille de l'ampèremètre oscille chaque fois qu'une bulle se dégage.

Si on regarde le fil de platine à l'aide d'un microscope, voici ce que l'on observe : autour du fil et de chaque côté se trouvent deux ombres indiquant que le liquide ne touche pas le fil. On peut ainsi examiner au microscope la gaine de gaz dont l'existence a permis d'expliquer le fonctionnement de l'interrupteur. On voit cette gaine se rétrécir ou s'élargir suivant que la bulle se forme ou éclate. Si l'on place en dérivation, sur les bornes de l'interrupteur, une lampe de 110 volts, on constate qu'elle ne brille pas, tant que le régime est continu.

Elle ne doit commencer à briller qu'au moment où s'introduit dans l'interrupteur, autour de l'anode, une résistance supplémentaire. Or c'est précisément ce que l'on constate ; car c'est au moment du changement de régime que le filament commence à rougir : c'est donc précisément au moment du changement de régime que se forme la gaine de gaz.

Cette gaine doit prendre naissance pour une certaine température du fil de platine et, par suite, se former toujours pour une même valeur de l'intensité du courant : on peut vérifier en effet, en faisant varier la force électromotrice, qu'à chaque valeur de cette force électromotrice correspond une résistance limite, et l'intensité du courant, au moment du changement de régime, a toujours la même valeur.

Une fois la gaine formée, l'interrupteur conserve longtemps son régime discontinu à faible intensité ; la stabilité de ce régime est uniquement due à une cause calorifique, à la température du fil de platine. Il est en effet très facile de constater qu'on peut détruire le régime stable en abaissant cette température : un bloc de glace est creusé en forme de puits de glace ; c'est ce bloc qui servira de vase électrolytique ; la cathode et l'anode plongent dans l'eau acidulée placée dans la cavité.

On règle alors la résistance de façon à obtenir l'état stable, puis on la diminue de façon à se placer dans les conditions où, normalement, l'électrolyse devrait avoir lieu, sans pour cela changer le régime. Mais si à ce moment, à l'aide d'un agitateur à air, on envoie du liquide froid sur le fil, on entend un bruit analogue à celui du fer rouge plongé dans l'eau, le régime stable est détruit, et l'électrolyse a lieu.

On peut réaliser l'expérience inverse : le fil de platine est préalablement chauffé au rouge par un bec Bunsen. Si on ferme le circuit en immergeant brusquement le fil dans l'eau acidulée, le régime à faible intensité s'établit jusqu'au moment où, le platine s'étant refroidi, le contact avec le liquide a lieu et l'électrolyse commence.

On peut rapprocher de cette expérience le fait observé par plusieurs expérimentateurs : si on enfonce très doucement le fil, en ne produisant d'abord le contact que par un point et en enfonçant ensuite graduellement, la résistance étant très grande, il y a aussi échauffement du fil ; la gaîne de gaz se forme et, dès lors, le régime stable s'établit. Au contraire, si, la résistance étant supérieure à la résistance limite, on enfonce le fil d'un seul coup, le régime stable ne s'établit pas.

La stabilité s'explique donc très naturellement : une fois le fil de platine suffisamment chaud, la gaîne se forme ; dès lors on peut augmenter la résistance sans la détruire, car on sait que le platine chaud absorbe les gaz et que, grâce à cette absorption, sa température reste élevée.

Ainsi seuls les effets calorifiques sont cause de la stabilité du régime à faible intensité. Ce régime est variable ; mais les variations d'intensité du courant, produites par les changements d'épaisseur de la gaine de gaz, sont trop faibles et trop lentes pour que, sous ce régime, l'anode de platine puisse constituer un interrupteur de courant.

Grâce à la stabilité de ce régime, on peut, sans la modifier, introduire une self-induction dans le circuit, par exemple le primaire d'une bobine d'induction sans trembleur. On ne constate dans ces conditions, aux bornes de l'induit, aucune étincelle appréciable, comme l'a déjà démontré M. Pellat (1).

Si on veut que la bobine fonctionne, il faut, au contraire, la placer dans le circuit avant de fermer le courant. Dans ces conditions, l'intensité moyenne dans le primaire peut atteindre une très grande valeur (30 ampères environ) (M. Pellat) (2). C'est ce troisième régime, variable à grande intensité moyenne, qui est le plus intéressant par ses propriétés nombreuses.

Ce qui est particulièrement remarquable, c'est l'influence qu'a, dans ces conditions, l'interrupteur sur l'éclairage fourni par les lampes du secteur. Non seulement au Laboratoire de Physique où est placé l'interrupteur, mais encore à la Sorbonne, dans les Laboratoires voisins, les lampes brillent d'un éclat beaucoup plus grand pendant le fonctionnement de l'interrupteur. L'effet est surtout remarquable le soir, où la lumière devient éblouissante, et peut s'observer même sur un assez grand nombre de lampes brillant à la fois.

Cette action sur les lampes est due aux forces électromotrices de self-induction produites par les interruptions rapides du courant ; l'intensité variable du courant dans la lampe passe alternativement par des maxima et des minima ; mais l'on peut constater que l'intensité moyenne du courant est plus faible que sous le régime normal. Si en effet on intercale dans le circuit de la lampe un galvanomètre à mercure de M. Lippmann, on observe nettement, au moment où la lampe brille davantage, une dénivellation du mercure indiquant une diminution d'intensité moyenne.

Au contraire, comme on devait s'y attendre, l'intensité efficace du

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIX, p. 815.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 732.

courant, mesurée à l'aide d'un ampèremètre Cardew, est considérablement augmentée.

Voici les résultats numériques des mesures faites dans diverses conditions :

La source employée étant une batterie de 20 accumulateurs, une lampe à incandescence de 55 volts mise directement en communication avec les pôles de la batterie était parcourue par un courant de $0^{amp},73$; dans ces conditions, elle éclairait faiblement. Placée en dérivation sur les bornes de l'interrupteur, la lampe prenait au contraire un éclat éblouissant, pendant que l'interrupteur actionnait une petite bobine d'induction, les tiges de l'induit étant complètement écartées. L'intensité moyenne n'était plus que $0^{amp},60$; mais l'intensité efficace pour le maximum d'éclat devenait $1^{amp},05$.

Avec le secteur comme source, la différence était encore plus marquée : l'intensité du courant étant sous le régime normal $0^{amp},55$, l'intensité efficace dépassait $1^{amp},2$.

En résumé, ces nombres montrent que l'influence de l'interrupteur Wehnelt sur les circuits d'éclairage n'est nullement négligeable; c'est là une propriété curieuse du régime variable à grande intensité moyenne.

Le régime variable à faible intensité moyenne est surtout intéressant par sa très grande stabilité.

IL NUOVO CIMENTO;

T. IX ; 1er semestre 1899.

BATTELLI et STEFANINI. — Ricerche crioscopiche ed ebullioscopiche (Recherches cryoscopiques et ébullioscopiques). — P. 5-66.

A l'occasion de la publication, dans le *Zeitschrift für physikalische Chemie*, d'un mémoire de M. Raoult sur la cryoscopie de précision, les auteurs font connaître, avec grand détail, leurs propres expériences. Ils décrivent un appareil qui diffère peu de celui de Raoult et qui n'est certainement pas plus parfait. De même, ils décrivent leur ébullioscope. Ils concluent de leurs expériences à la constance du poids moléculaire de l'émétique dans des solutions de concentrations

variées; leurs nombres variant de 287 à 329, ils admettent que ces différences ne dépassent pas les erreurs inhérentes à leurs expériences.

MIOR. — Sull'assorbimento dell'idrogeno nel platino (Absorption de l'hydrogène par le platine). — P. 67-76.

Un appareil, tout à fait comparable à un thermomètre à air à volume constant, contient dans son réservoir des lames de platine très minces et de l'hydrogène. On maintient le réservoir à la température ordinaire; on peut laisser l'action se continuer durant plusieurs mois; ou bien on peut le porter à une température quelconque au moyen d'un bain d'eau ou de paraffine.

L'absorption est plus rapide à 100° qu'à 20° et 30°, et à 300° qu'à 100°; mais le phénomène est irréversible, au moins jusqu'aux températures étudiées par l'auteur. L'absorption se produit même à 10° ou 20°, à condition d'attendre longtemps. Dans une série d'expériences, la limite obtenue correspond à un volume d'hydrogène absorbé égal à 9 fois le volume du platine; dans une autre, à 7 fois. On paraît arriver, en tous les cas, à un état de saturation.

B. B.

P. GAMBA. — Variazione delle proprietà elastiche del marmo imbevuto di alcune sostanze (Variations des propriétés élastiques du marbre imprégné de diverses substances). — P. 117.

A la suite d'anomalies qui se sont présentées dans ses expériences, faites antérieurement sur les propriétés élastiques du marbre [1], M. Gamba a étudié l'influence des substances qui peuvent imprégner les lames de marbre; ses recherches ont porté sur l'eau, l'huile, la glycérine, le pétrole et la paraffine dissoute dans le pétrole.

Les expériences faites avec l'eau ont cet avantage que, par une dessiccation assez lente, on peut ramener la lame humide à l'état dans lequel elle se trouvait avant son immersion dans l'eau. Les courbes de déformation que l'on obtient ainsi, avant et après, sont identiques; tandis que la déformation correspondant à un même poids est plus grande pour la lame humide que si elle est sèche; la déformation résiduelle est aussi plus grande; il y a donc accroissement dans la flexibilité pour le marbre humide.

---

[1] *Il Nuovo Cimento*, novembre 1898; — *J. de Phys.*, t. VIII; p. 693; 1899.

L'huile, la glycérine et la paraffine dissoute dans le pétrole ont donné des résultats analogues, quoique l'on ne puisse alors débarrasser le marbre du liquide qui l'imprègne, et le ramener à l'état primitif, comme lorsqu'il s'agit d'une simple humidité. Avec le pétrole, on n'observe pas de variations appréciables dans la flexibilité.

Si l'on prend le rapport de la déformation à sec à la différence des déformations éprouvées par la lame lorsqu'elle est sèche et lorsqu'elle est imprégnée, on obtient un nombre constant pour chaque liquide.

Le maximum d'action est dû à la glycérine; viennent ensuite l'huile et l'eau.

G. Goisot.

C. GUGLIELMO. — Sui raggi catodici, sui raggi Röntgen e sulla grandezza et la densità degli atomi (Sur les rayons cathodiques, sur les rayons de Röntgen et sur la grandeur et la densité des atomes). — P. 131.

Le mémoire de M. Guglielmo est un commentaire des travaux de Lenard [1]; l'auteur a déduit de ces expériences quelques conséquences intéressantes. Il en conclut que les rayons de Röntgen sont dus à une perturbation de l'éther, et l'absence de diffraction et d'interférence dénote un manque de périodicité dans cette perturbation.

Les rayons cathodiques sont constitués par des particules extrêmement petites, douées d'une vitesse considérable; leur passage à travers les corps sans réfraction et sans diminution de vitesse est une preuve de la constitution atomique de la matière. M. Guglielmo déduit de là une manière directe et simple de déterminer une limite supérieure de la grandeur des atomes avec plus d'approximation que par les autres méthodes.

G. Goisot.

P. BACCEI. — Sullo spettro di assorbimento dei gas (Sur le spectre d'absorption des gaz). — P. 177. — Sullo spettro di assorbimento delle mescolanze gasose (Sur le spectre d'absorption des mélanges gazeux). — P. 241.

Les gaz étant généralement peu absorbants, il faut les étudier sous de grandes épaisseurs et à des pressions assez élevées pour obtenir

[1] *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 255.

des effets sensibles; aussi les résultats obtenus jusqu'ici ne sont-ils pas tous bien concordants.

L'oxygène est le seul gaz qui ait été bien étudié. M. P. Baccei s'est proposé de reprendre en les complétant les recherches diverses qui ont été faites sur l'absorption des gaz; il a étudié successivement l'anhydride carbonique, l'azote, l'acétylène, l'oxygène, l'hydrogène sulfuré et l'oxyde de carbone.

L'anhydride carbonique, l'azote et l'oxyde de carbone ne présentent pas d'absorption sensible, même pour une épaisseur de gaz traversé de 70 mètres, les pressions étant poussées jusqu'à 22 atmosphères pour l'anhydride carbonique, 15 atmosphères pour l'azote et 10 atmosphères pour l'oxyde de carbone.

Pour les trois autres gaz, le spectre d'absorption est naturellement d'autant plus complexe que la pression est plus élevée. Aussi, pour une épaisseur de 25 mètres et une pression de 16 atmosphères, le spectre de l'acétylène présente une large bande dans le rouge, s'étendant de $\lambda = 0{,}6842\ \mu$ à $\lambda = 0{,}6815\ \mu$, plus intense du côté de l'orangé et se fondant du côté du rouge; une raie étroite et bien nette dans l'orangé, $\lambda = 0{,}6421\ \mu$; une seconde raie étroite très voisine de la précédente, $\lambda = 0{,}6417\ \mu$; une grosse raie bien marquée dans l'orangé, très intense, $\lambda = 0{,}6395\ \mu$; une raie dans le jaune, $\lambda = 0{,}5707$; une raie dans le vert, $\lambda = 0{,}5419$ et, tout à côté, une raie à peine visible $\lambda = 0{,}5435$.

Lorsqu'on diminue la pression, les bandes d'absorption disparaissent successivement; à 10 atmosphères, la raie du jaune a disparu; à 9 atmosphères, ce sont les raies de l'orangé, 0,6421, et du vert, 0,5435.

Pour une épaisseur de 70 mètres de gaz et à 16 atmosphères, on observe, en outre, que les trois raies dans l'orangé font partie d'une bande obscure qui s'étend de $\lambda = 0{,}6426$ à 0,6395, et qu'il y a une raie très pâle située dans le violet, $\lambda = 0{,}4062$. La pression diminuant, la raie du violet disparaît à 14 atmosphères.

L'oxygène présente une raie très pâle dans le bleu, une dans le jaune près de D, et deux groupes de raies en A et B. Elles disparaissent successivement et dans cet ordre quand la pression diminue.

L'hydrogène sulfuré, sous 12 atmosphères et avec une épaisseur de 70 mètres, présente une bande dans le rouge s'étendant de 0,6735 à 0,6781 μ, et qui disparaît vers 7 atmosphères.

On admet généralement qu'un mélange de gaz exerce une absorption égale à la somme des absorptions qu'aurait chacun des gaz, s'il se trouvait seul ; quoique cette loi soit assez vraisemblable, M. Baccei s'est proposé de l'établir expérimentalement. Il a aussi vérifié, pour l'acétylène et l'oxygène mélangés à parties égales, ou dans le rapport de 1 à 3, que, pour obtenir une raie d'absorption dans le spectre du mélange, il fallait une quantité du gaz absorbant suffisante pour produire cette raie, si ce gaz était seul. Les expériences avec les autres mélanges gazeux ont donné des résultats concordants.

L'auteur a aussi vérifié que le spectre d'absorption de l'air sec est le même que celui de l'oxygène à une pression cinq fois moindre.

G. Goisot.

E. ALMANSI. — Influenza delle deformazioni elastiche sul movimento di un pendolo elastico a reversione (Influence des déformations élastiques sur le mouvement d'un pendule à réversion). — P. 260, et t. X, p. 85.

Le principe d'où part M. Almansi, pour obtenir une solution approchée du problème ne diffère pas de celui qui a servi de base aux travaux de Helmert sur la même question [1] ; mais la méthode suivie pour déterminer l'inflexion du pendule n'est pas la même.

La formule complète écrite par Almansi, se réduit à celle d'Helmert, si l'effort de cisaillement est le même pour toutes les sections, comme cela a lieu si le cylindre est seulement sollicité aux bases. Mais l'erreur qui résulte de l'application de la formule simplifiée peut influer notablement sur les résultats.

G. Goisot.

R. FEDERICO. — Polarizzazione dell'acqua disaerata (Polarisation de l'eau privée d'air). — P. 191.

L'eau pure est préparée, suivant la méthode de MM. Battelli et Stefanini [2], par distillation dans le vide de l'eau de cristallisation du carbonate de sodium. La méthode employée pour la mesure de la force électromotrice *maxima* de polarisation est celle dont

---

(1) Helmert, *Beiträge zur Theorie des Reversions-pendels*, Postdam, 1898 ; — *J. de Phys.*, t. VIII, p. 691 ; 1899.

(2) *Il Nuovo Cimento*, t. VIII, p. 145 et 409 ; 1898 ; — *J. de Phys.*, t. VIII, p. 695 ; 1899.

M. Federico s'est déjà servi dans ses recherches sur l'influence de la pression [1].

La force électromotrice de polarisation est d'abord mesurée en faisant le vide dans le voltamètre, puis en laissant agir la pression atmosphérique et enfin, de quart en quart d'heure, en faisant barboter le gaz dans l'eau. Au moment où l'on fait agir la pression intérieure, on observe toujours une brusque augmentation de la force électromotrice.

D'une manière générale, la force électromotrice est plus faible, pour l'eau contenant des gaz en dissolution, que pour l'eau privée de gaz; la force électromotrice semble diminuer à mesure que la quantité de gaz augmente.

Des trois gaz étudiés, c'est l'oxygène qui a l'action la plus nette (variation de 0,02 volt, environ); l'action de l'hydrogène est moindre; celle de l'azote n'est pas sensible. L'action de l'air semble due principalement à l'oxygène qu'il contient.

G. Goisot.

V. BOCCARA et M. PANDOLFI. — Sul potere induttore specifico dei mezzi dielettro-magnetici constituti da ferro e paraffina (Sur le pouvoir inducteur spécifique des milieux diélectro-magnétiques constitués par du fer et de la paraffine). — P. 254.

MM. Boccara et Pandolfi ont complété les recherches entreprises par l'un d'eux avec M. Gandolfi, à propos de la relation de Maxwell $VV_1^{-1}\sqrt{\varepsilon\mu} = 1$, sur la variation, avec la proportion de fer, de la constante diélectrique des mélanges de fer et de paraffine.

Après avoir mélangé les deux constituants aussi intimement que possible, ils en formaient des plaquettes qui étaient ensuite travaillées au tour pour donner des disques de 18 centimètres de diamètre environ, et à faces bien parallèles. En les disposant en série, dans un circuit à 110 volts avec un galvanomètre Ayrton et Mather shunté, ils ont constaté que les mélanges à 50 0/0 ne présentaient aucune conductibilité, tandis qu'à 55 0/0 de fer on observait une faible déviation, qui devenait très sensible à 60 0/0.

Aussi ont-ils limité leurs recherches aux proportions inférieures à 50 0/0. Il est à remarquer que le travail de la surface d'un corps

---

[1] *Il Nuovo Cimento*, t. IX, p. 194; 1899; — *J. de Phys.*, t. VIII, p. 690; 1899.

hétérogène produit une modification importante dans l'état superficiel, de sorte que la couche externe présente une conductibilité très différente de celle de la masse centrale; les deux physiciens ne semblent pas avoir tenu compte de cette cause perturbatrice.

Le pouvoir inducteur était mesuré par la méthode de Gordon.

Il résulte de ces recherches que le pouvoir iuducteur spécifique augmente plus rapidement que la proportion de fer dans le mélange :

Fe 0/0	K
0	2,35
10	3,15
20	5
30	6,5
40	9,8
50	14

G. Goisot.

BATTELLI et PANDOLFI. — Sull'illuminazione dei liquidi (Sur l'illumination des liquides). — P. 321-236.

Ni l'eau, ni l'alcool éthylique, ni l'alcool amylique purs (distillés dans le vide) ne s'illuminent sur le trajet d'un faisceau lumineux. L'illumination paraît toujours due à des impuretés, telles que des poussières.

MATHIAS. — Osservazioni su una memoria del Professor Battelli (Observation sur un mémoire du professeur Battelli). — P. 327-334.

Si, avec les nombres de M. Battelli, on calcule la densité critique comme la limite de la demi-somme des deux sortes de densités, les résultats expérimentaux obtenus par lui concordent très bien avec la formule de Mathias.

ERCOLINI; MARTINI; et ERCOLINI. — Calore svolto vel bagnare le polveri (Chaleur développée dans l'humectation des courbes). — P. 110, 334 et 446.

M. Ercolini n'obtient pas un maximum ; il obtient une chaleur constante en noyant une poudre donnée dans un excès de liquide, *quel que soit cet excès.* Il attribue à une erreur de raisonnement les résultats de Martini.

L. LOMBARDI. — Sull'impiego dei condensatori nelle trasmissioni di energia elettrica a correnti alternate, e loro costruzione industriale (Sur l'emploi des condensateurs dans les transmissions d'énergie électrique à courants alternatifs, et leur construction industrielle). — P. 354.

Le mémoire de M. Lombardi a été couronné par l'Institut Lombard, au concours du prix Kramer en 1897 ; c'est une étude systématique des circuits à courants alternatifs contenant une capacité électrostatique ; le sujet est d'ailleurs d'un intérêt tout particulier, par suite de la généralisation qui se produit actuellement dans l'emploi des condensateurs sur les réseaux de distribution à courant alternatif.

L'auteur fait suivre la discussion théorique d'une étude sur la construction des condensateurs industriels et donne toute une série de chiffres utiles sur les tensions disruptives. La conclusion de cette étude expérimentale est que les meilleurs diélectriques à employer pour les condensateurs sont le mica, l'ébonite et la paraffine ; l'ébonite s'obtient difficilement en lames d'une certaine épaisseur ; le prix du mica le fait écarter pour les grandes capacités destinées aux tensions élevées ; reste donc la paraffine. L'auteur a d'ailleurs montré, au récent Congrès de Come, des échantillons de plaques de paraffine d'une pureté et d'une homogénéité remarquables, qu'il prépare par un procédé spécial ; ces lames sont susceptibles de rendre de grands services dans les recherches de laboratoire.

G. Goisot.

A. STDANINI. — Sulla distribuzione dell'induzione magnetica attorno ad un nucleo di ferro (Sur la distribution de l'induction magnétique autour d'un noyau de fer). — P. 417.

MM. Scarpa et Baldo [1] ont construit une bobine de Ruhmkorff avec induit sectionné en trois parties, de manière que, avec un courant inducteur donné par 3 Bunsen, ils aient 6 centimètres d'étincelles ; en enlevant du circuit la section médiane, ils obtenaient 6,5 ; 8 centimètres quand le fil de la section ainsi enlevée était enroulé sur les deux autres, et 12,5 quand ils intervertissaient les communications, de façon à relier ensemble les extrémités des spires

[1] *Elettricità*, t. IX.

voisines du noyau et à laisser libres les extrémités des spires situées à la périphérie.

M. Stefanini, en voulant répéter l'expérience, n'a rien obtenu de semblable avec un champ magnétisant de 9 C. G. S. et un noyau de fer dont le rapport du diamètre à la longueur était $\lambda = 31$; en particulier, en enlevant la section médiane, la longueur d'étincelles a été abaissée de 3,1 centimètres à 2.

L'auteur a étudié, à l'aide de bobines exploratrices, la distribution du magnétisme autour d'un noyau de fer entouré d'une hélice magnétisante. Pour éliminer les causes pertubatrices provenant entre autres de la variation de l'intensité du courant magnétisant et de la durée de la fermeture du circuit, M. Stefanini emploie deux bobines identiques, en opposition dans le circuit du galvanomètre ; l'une est maintenue au centre du noyau, l'autre est déplacée tout le long de celui-ci.

Au dehors de l'hélice magnétisante, on peut observer un maximum d'induction entre le centre et l'extrémité, si l'on reste au voisinage de l'hélice ; au delà il n'y a qu'une diminution continue du centre à l'extrémité. Le maximum semble se produire toujours à l'intérieur de l'hélice magnétisante ; tandis qu'à l'extérieur il n'a lieu que pour de petites valeurs de λ (rapport du diamètre à la longueur du noyau).

Lorsque l'on fait varier la longueur du noyau qui émerge de la bobine magnétisante, on observe que l'induction au centre est d'autant plus forte que le noyau dépasse moins la bobine ; pour l'induction aux extrémités de la bobine, il semble y avoir un maximum pour une certaine longueur de saillie ; mais ce résultat n'est pas définitif.

G. Goisot.

SPADAVECCHIA. — Influenza del magnetismo sulle propriete termoelettriche del bismuto e delle sue leghe (Influence du magnétisme sur les propriétés thermoélectriques du bismuth et de ses alliages). — P. 432-445.

On a étudié, dans des champs magnétiques de 2.000 à 4.000 unités, des couples thermoélectriques dont un métal est le cuivre, et l'autre un alliage bismuth-étain, dont la teneur en étain varie de 0 à 100 0/0. Les deux soudures sont maintenues l'une à 0°, l'autre au voisinage de 20°.

La force électromotrice du couple, en l'absence de champ, entre 0° et 20°, est 0,00136 volt pour du bismuth pur ; devient 0,00488 volt

pour un alliage de bismuth avec 0,056 0/0 d'étain; retourne à 0,00129 pour un alliage contenant 0,113 0/0 d'étain, et diminue ensuite régulièrement, à mesure que la proportion d'étain augmente.

L'augmentation relative de force électromotrice, $\Omega = \frac{E' - E}{E}$, quand on fait agir un champ magnétique, H, n'est pas rigoureusement proportionnelle au champ. *Elle paraît même*, parfois, *dépendre du sens du champ; mais ce dernier résultat, que l'auteur donne comme règle générale, n'a été constaté nettement par lui que dans le cas des alliages très pauvres en étain, ayant de* 0,056 0/0 *à* 0,237 0/0. Il convient donc de faire des réserves sur ce point.

Voici quelques valeurs de Ω pour divers alliages et pour diverses valeurs du champ :

	H = 2.000	H = 4.000
Bi pur....................	+ 0,029	+ 0,09
Alliage à 0,237 0/0 d'Sn...	— 0,05 à — 0,01	— 0,09 à — 0,15
Alliage à 2 0/0 d'Sn.......	+ 0,06	+ 0,21
Alliage à 25 0/0 d'Sn.....	+ 0,004	+ 0,016
Alliage à 83 0/0 d'Sn.....	— 0,009	— 0,02

B. B.

POCHETTINO. — Sulla dissociazione dell'ipoazotide (Sur la dissociation de l'acide hypoazotique). — P. 150.

L'auteur a cherché à voir si, conformément à la théorie de Gibbs, les variations de densité de l'hypoazotide AzO^2 peuvent s'expliquer par une dissociation de la molécule Az^2O^4 en deux molécules AzO^2. Il a mesuré à diverses températures, de 4° à 150°, les valeurs de $\frac{C}{c}$ pour l'acide hypoazotique, par la méthode de la vitesse du son sous la forme que lui a donnée Kundt. Un tube de verre, plongé dans un bain d'huile, est rempli du gaz à étudier pur. On emploie, comme poussière destinée à mettre en évidence les nœuds, de la silice insoluble desséchée. On produit les vibrations à l'aide d'une tige de verre qui traverse le bouchon, et à laquelle on imprime des vibrations longitudinales.

Les valeurs obtenues varient régulièrement avec la température, de 1,17 (aux basses températures) à 1,30 (de 130° à 150°).

Les valeurs observées concordent bien avec les valeurs calculées, en admettant qu'à une température intermédiaire on a un mélange

de AzO^2 et Az^2O^4, en proportions données par la densité à cette température.

Les valeurs 1,17 et 1,30 sont bien celles qui correspondent, dans la théorie cinétique, aux compositions atomiques Az^2O^4 et AzO^2.

B. B.

GNESOTTO. — Sull' impiego del microsismografo a due componente per lo studio dei movimenti lenti del suolo (Sur l'emploi du microsismographe à deux composants pour l'étude des mouvements lents du sol). — *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LVII; et *Nuovo Cimento*, p. 454-76.

G. VICENTINI et G. PACHER. — Microsismografo per la componente verticale (Microsismographe pour la composante verticale). — *Atti del R. Ist. Veneto*, t. LVII; 1898-1899.

On a donné, dans ce *Journal* (1), la description du microsismographe à deux composantes, destiné à enregistrer les lents mouvements sismiques qui s'effectuent dans le sens horizontal. M. Gnesotto donne quelques indications complémentaires sur l'emploi de cet appareil.

MM. Vicentini et Pacher se sont préoccupés d'adjoindre à leur appareil un microsismographe destiné à enregistrer la composante verticale des mouvements sismiques. L'appareil se compose essentiellement d'une masse de plomb (de 45 kilogrammes), fixée à l'extrémité d'une lame de fer de 3 mètres de long et de 1 centimètre d'épaisseur; cette lame est encastrée par une de ses extrémités; le poids de plomb tend à la plier, et elle s'incurve; la partie encastrée s'implante obliquement dans le mur de manière que l'extrémité libre soit tangente à l'horizontale. Contre la masse de plomb qui a la forme d'un cylindre à arêtes horizontales, appuie l'extrémité d'un levier coudé, dont le grand bras inscrit sur un cylindre enfumé les déplacements horizontaux de la masse de plomb. De brusques oscillations verticales du sol donneraient, à cause de la grande inertie de la masse de plomb, des mouvements inverses de cette masse, qui s'inscrivent sur le cylindre.

En comparant le tracé de ce microsismographe vertical avec celui du microsismographe à deux composantes horizontales, on peut reconstituer le mouvement sismique réel qui s'est produit à un moment donné. La remarque générale la plus intéressante qui se

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, pp. 266, 592; 1897.

dégage de l'étude de divers tracés est qu'un tremblement de terre commence toujours par des secousses verticales, les ondulations horizontales étant plus faibles au début ; la période des vibrations, au début des secousses, paraît être assez constante et égale à $0^{sec},2$.

B. BRUNHES.

DINA. — Determinazione della conductibilita termica dell'ebonite et del vetro (Détermination de la conductibilité thermique de l'ébonite et du verre). P. 461-465.

On a fait la mesure par une méthode qui conduit à des calculs analytiques fort compliqués. Un parallélipipède rectangle de la substance étudiée est d'abord chauffé à une température déterminée ; on l'expose un temps connu à un jet d'eau qui tombe perpendiculairement à une face, puis on détermine la quantité de chaleur qu'il possède encore. On a trouvé ainsi, pour le coefficient de conductibilité du verre ; $k = 0151$; pour l'ébonite, $k = 0,022$ (pour le cuivre, $k = 66$).

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XLVIII ; novembre et décembre 1899.

CHATTOCK. — On the Velocity and mass of the Ions in the Electric Wind in Air (Sur la vitesse et la masse des ions dans le souffle électrique dans l'air). — P. 401.

Soit une pointe placée en face d'une plaque à une distance z.

Entre les deux il existe une différence de potentiel, et il passe un courant C, de l'une à l'autre. D'après M. Chattock, le passage de l'électricité se fait par des ions qui frottent sur le gaz.

Si V est la vitesse de ces ions dans un champ électrostatique produit par une différence de potentiel de 1 unité électrostatique C. G. S. par centimètre, on établit alors que :

$$V = \frac{Cz}{p},$$

où p est le frottement total sur les gaz dû aux forces électriques

seules. $p = P - \pi$; P = pression totale due au courant, et π, pression due à l'inertie des ions.

Cette formule permet de calculer V. On mesure C avec un galvanomètre; p se détermine en mesurant, en chaque point de la plaque, quelle est la pression dp produite par le souffle électrique. Pour cela, la plaque est percée d'un trou relié à une branche d'un tube en U contenant de l'eau. En déplaçant la pointe par rapport au trou, on détermine la répartition de dp sur la plaque et, en intégrant, on obtient p. On fait cette mesure pour différentes valeurs de z.

On a fait aussi des mesures en remplaçant la plaque par un anneau. La pointe et l'anneau sont placés dans un tube en verre, dont deux tubulures latérales, placées de chaque côté du système, sont reliées aux deux branches du tube en U.

P s'obtient alors en multipliant par la section du tube de verre la différence de pression mesurée par le tube en U. A cause de la forme de l'anneau, on peut négliger l'effet de sa section.

Les résultats obtenus donnent :

$V + = 413$ centimètres par seconde,
$V - = 540$ centimètres par seconde,
Somme = 953. Rapport : 1,31.

Rutherford donne 960 pour la même somme, pour les ions produits par les rayons Röntgen. Zeleny donne 1,25 pour le rapport.

En supposant que les ions perdent par le frottement tout leur mouvement avant d'atteindre la plaque, on a une limite supérieure de la vitesse v de l'air dans le souffle par la relation :

$$v^2 \times \text{densité de l'air} = \frac{P}{\text{aire du courant}}.$$

On a :

$v + = 120$ centimètres par seconde,
$v - = 95$ centimètres par seconde.

Si e est le rapport de la masse à la charge d'un ion, et F le champ électrique puissant dans lequel il se déplace, on a :

$$k\pi = CeVF,$$

où :

$k = 1$ si les ions marchent tous dans la direction où on mesure la pression,
$= 2$ s'ils rayonnent uniformément dans une surface hémisphérique,
> 2 s'ils rayonnent de tous côtés.

On a pris $k = 1,5$, les autres valeurs étant :

$$\begin{cases} \pi = 0,7 \text{ dyne}, \\ C = 7.100 \ u. \text{ E. S.}, \\ V = 413, \\ F = 1.870 \ u. \text{ E. S. pour un point de 0,0055 centimètre de diamètre.} \end{cases}$$

On a obtenu :

$$e = 1,9 \times 10^{-10} \text{ E. S.}$$

On a essayé aussi de déterminer π en plaçant la pointe au centre d'un anneau de grand diamètre formé d'un fil mince. L'excès de pression, dans ce cas, doit être π. Mais les résultats sont un peu sujets à caution, à cause de l'irrégularité de la décharge.

PERREAU.

BRACE. — Description of a New spectrophotometer and an Optical Method of Calibration (Description d'un nouveau Spectrophotomètre et d'une méthode optique de calibrage). — P. 420.

L'appareil est analogue au photomètre de Lummer-Brodhun. Il se compose d'un prisme équilatéral ABC, poli sur les trois faces, obtenu en accolant avec du baume de Canada ou de l'α-mononobromonaphtaline deux prismes rectangles ADC, ABD, polis sur les trois faces.

On a argenté auparavant une des faces en contact et enlevé l'argenture, en réservant une bande rectangulaire, perpendiculaire à l'arête du prisme.

Deux collimateurs, également inclinés sur le plan de symétrie AO, envoient deux faisceaux de lumière parallèle, dont l'un passe à travers la partie non argentée de AD et dont l'autre est réfléchi sur la face argentée. A la sortie, ces deux faisceaux se superposent, sont reçus dans une lunette astronomique, dans laquelle on voit deux spectres exactement superposés, l'un au milieu des deux portions de l'autre.

La bande argentée ayant des bords bien nets, il n'y a pas de ligne de séparation horizontale. On se trouve dans de bonnes conditions pour apprécier l'égalité d'éclairement. On limite la partie des spectres à comparer avec une fente oculaire de 0,5 à 1 millimètre de largeur.

On fait varier l'éclairement d'un des spectres en faisant varier la

largeur de la fente d'un collimateur. Mais, comme on ne peut pas dire que cet éclairement est proportionnel à la largeur de la fente, il faut un calibrage préalable. On l'effectue à l'aide d'un disque tournant, échancré suivant un secteur, et dont on peut placer le centre devant la fente à des hauteurs variables, de manière à l'éclairer pendant une fraction variable de la période de rotation.

PERREAU.

R.-A. LEHFELDT. — On the Theory of the Electrolytic Solution-Pressure (Sur la théorie de la tension de dissolution électrolytique). — P. 430-433.

On sait que Nernst a adopté, pour représenter la force électromotrice au contact d'un métal et d'un électrolyte, l'expression :

$$E = \frac{RT}{\varepsilon} L \frac{\Pi}{P} \quad (1)$$ [1],

où R désigne la constante des gaz ; T, la température ; ε, la quantité d'électricité unie à un équivalent-gramme, P, la pression osmotique due aux ions métalliques en solution ; et, enfin, Π, une quantité que Nernst considère comme la « tension de dissolution électrolytique » du métal. D'après lui, il y a dissolution d'une petite quantité du métal au moment de l'immersion, quand la pression osmotique est moindre que cette tension hypothétique ; les nouveaux ions métalliques ainsi formés rendent la solution positive par rapport au métal, d'où une couche double à la surface de contact et une attraction de ces ions par le métal, laquelle, jointe à la pression osmotique, contrebalance, dans l'état d'équilibre, la tension de dissolution.

M. Lehfeldt fait diverses objections à cette hypothèse. Il fait remarquer d'abord que cette tension Π, calculée par Le Blanc d'après la force électromotrice observée et la relation (1), est, pour certains métaux, d'un ordre de grandeur inadmissible ; on obtient, en effet, pour le zinc, $9{,}9 \times 10^{18}$ atmosphères et, pour le palladium, $1{,}5 \times 10^{-36}$ atmosphères. Il montre ensuite qu'en calculant la masse de zinc qui passerait en solution par centimètre carré, sous l'action d'une telle tension de dissolution, on arrive à un résultat qui est en désaccord manifeste avec la réalité.

H. BAGARD.

[1] Cette formule permet de retrouver la *formule de Nernst* relative à la force électromotrice au contact de deux solutions d'un même électrolyte. Pour cette dernière formule, voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 222 ; 1899.

R.-S. WILLOWS. — On the Variation of the resistance of certain amalgams with temperature (Sur la variation de la résistance de certains amalgames avec la température). — P. 433-456.

Quand de l'amalgame de zinc est chauffé, puis refroidi lentement jusqu'à la température initiale, la résistance devient plus grande qu'auparavant; si l'on répète la même opération plusieurs fois, la résistance subit chaque fois une augmentation de plus en plus faible, et elle finit par ne plus changer après six cycles environ; elle est alors beaucoup plus élevée qu'avant d'avoir subi cette série d'échauffements. Enfin l'amalgame ainsi traité étant ensuite maintenu pendant plusieurs semaines à la température du laboratoire, on trouve que sa résistance baisse graduellement; il faut six semaines quelquefois pour atteindre une valeur définitive.

Le coefficient de dilatation éprouve des modifications analogues dans les mêmes conditions.

Les amalgames d'étain et de cadmium présentent, dans un certain intervalle de température, une variation très rapide de la résistance avec la température; il semble y avoir en même temps quelque changement d'état. La résistance de l'amalgame de cadmium devient plus grande après un échauffement, et plus grande encore après un refroidissement.

L'amalgame de magnésium a une résistance qui croît proportionnellement à la température jusqu'à 110° et un peu plus vite au delà. Pas plus que l'amalgame d'étain, il ne présente de particularité analogue à celles qui sont relatées plus haut pour les amalgames de zinc et de cadmium.

H. BAGARD.

W.-C.-D. WHETHAM. — The Coagulative Power of Electrolytes (Le pouvoir coagulant des électrolytes). — P. 474-477.

Les électrolytes ont la propriété de coaguler des solutions de substances colloïdales, telles que l'albumine et le sulfure d'arsenic. On peut définir le pouvoir coagulant d'une substance comme inversement proportionnel au nombre d'équivalents qui doivent être ajoutés à une solution définie d'un colloïde, pour que la coagulation ait lieu immédiatement. Ce pouvoir coagulant semble présenter une relation remarquable avec la valence de l'ion métallique.

Ainsi, d'après les expériences de Linder et Picton sur la coagulation du sulfure d'arsenic par les sulfates, les pouvoirs coagulants seraient respectivement, pour les ions mono, di et trivalents, comme les nombres 1; 35; et 1023. Schulze trouve de même, pour les solutions de chlorures, des pouvoirs coagulants qui sont, pour les trois valences, comme les nombres 1; 30; et 1650.

M. Whetham, partant de cette idée que la coagulation doit exiger l'action d'une certaine charge électrique minimum sur chaque particule du colloïde et, d'autre part, de ce fait que la charge d'un ion est proportionnelle à sa valence, établit que les pouvoirs coagulants de trois solutions de même concentration contenant des ions respectivement mono, di et trivalents, doivent être entre eux comme 1; x; et x^2, en appelant x un nombre à déterminer. Cette loi semble bien conforme aux faits; si l'on fait $x = 32$, on obtient les nombres 1; 32; et 1024, ce qui se rapproche des résultats de Linder et Picton; de même, pour $x = 40$, on aura 1; 40; et 1600, c'est-à-dire des nombres voisins de ceux de Schulze.

Enfin on n'a pas encore opéré sur les ions tétravalents; si la loi entrevue par M. Whetham est exacte, le pouvoir coagulant relatif à un ion tétravalent serait x^3 dans le système précédent.

H. BAGARD.

F.-J. JERVIS-SMITH. — The Effect of Heat on the discharge of an Induction-coil, in which the primary circuit is interrupted by an electrolytic break (Effet de la chaleur sur la décharge d'une bobine d'induction dont le circuit primaire est muni d'un interrupteur électrolytique). — P. 477-478.

La distance des extrémités en pointe du secondaire étant réglée de façon qu'il n'y ait plus qu'une faible aigrette, si l'on vient à approcher de la cathode la flamme d'une lampe à alcool, on voit jaillir des étincelles entre les pointes; on n'obtient aucun effet en approchant la flamme de la pointe anode, ou en employant des boules au lieu de pointes. L'auteur pense que l'effet est dû à la projection par la cathode de particules qui, étant échauffées par la flamme, augmentent la conductibilité de l'intervalle entre les pointes.

H. BAGARD.

J. STRUTT. — The Dispersion of the Cathode Rays by magnetic Force (Dispersion des rayons cathodiques par une force magnétique). — P. 478.

M. Strutt a obtenu un faisceau de rayons cathodiques au moyen d'une batterie d'accumulateurs de 800 éléments. Le faisceau, émané d'un disque plan, traversait un tube anode dont le fond était percé d'une fente et venait tomber sur la surface sphérique du tube de verre. Dans ces conditions, un champ magnétique dévie le faisceau de rayons cathodiques sans produire de dispersion. On obtient, au contraire, une déviation avec dispersion, si on emploie, au lieu de la batterie d'accumulateurs une bobine de Ruhmkorff.

PERREAU.

WALTER STEWART. — On the Disintegration of Platinum and Palladium Wires at high Temperatures (Désagrégation des fils de platine et de palladium à haute température). — P. 481.

Un fil de platine ou de palladium, placé dans un tube de verre contenant de l'H, de l'Az ou de l'O, était porté à l'incandescence par un courant électrique. On faisait en sorte que la résistance électrique du fil, par suite sa température, fût toujours la même.

Le fil avait 25 millimètres de diamètre, 170 centimètres de long. On mesurait la diminution de poids après deux heures d'incandescence.

Il résulte des expériences faites avec l'air, l'hydrogène, l'azote, que la désagrégation des fils de Pt ou de Pa est due à l'oxygène.

PERREAU.

BRUCE-V. HILL. — On Accidental Double refraction in Liquids (Double réfraction accidentelle des liquides). — P. 485.

L'appareil employé était celui de M. Almy[1], où le faisceau lumineux passe entre deux cylindres tournant en sens inverse dans une cuve remplie de liquide... Les solutions étudiées possédant le pouvoir rotatoire, on employait de la lumière homogène, obtenue en faisant traverser à un faisceau de lumière solaire des solutions absorbantes de Landolt. Le rouge fut surtout utilisé.

Colloïdes. — Avec une dissolution de gomme arabique dans l'eau,

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 170; 1898.

la double réfraction $\Delta\lambda$ variait proportionnellement à la vitesse de rotation des cylindres, et avec la concentration, mais pas proportionnellement. Il y a, d'ailleurs, une dépolarisation de la lumière qui gêne beaucoup les mesures, surtout à grande vitesse.

L'étude a surtout porté sur des dissolutions de gélatine pure dans l'eau, bouillies et refroidies.

Influence de la vitesse de rotation des cylindres. — Avec des solutions concentrées (100 grammes par litre), la double réfraction croissait d'abord proportionnellement à la vitesse, passait par un maximum, puis décroissait et, finalement, changeait de sens.

Avec des solutions diluées (1 gramme par litre), on n'obtenait qu'une diminution de Δ, quand la vitesse augmentait.

Cette diminution est moins rapide à haute température.

La double réfraction est proportionnelle à la concentration, varie avec la température et, pour chaque température, dépend de la manière dont la solution y a été amenée. Elle dépend aussi de l'âge de la solution (avec 3 grammes par litre, on avait $0{,}00016\lambda$ au début, $0{,}000224\lambda$ après quatre heures, $0{,}000355\lambda$ après vingt-quatre heures).

Elle dépend aussi de la manière dont la solution a été faite. Avec des gelées (20 grammes pour 100 centimètres cubes d'eau à 0,2 gramme pour 100 centimètres cubes d'eau) on obtient des solides suffisamment rigides pour pouvoir les presser. La double réfraction était, dans le premier cas, de $0{,}28\lambda$, dans le second de $0{,}0028\lambda$. Elle ne disparaît pas instantanément, quand la compression cesse. Des solutions plus étendues ont aussi donné ce même résultat.

Cristalloïdes. — L'eau ne donna aucune double réfraction avec une sensibilité de l'appareil de $0{,}000012\lambda$. Une dissolution récente d'hyposulfite de soude ne donna rien non plus avec une sensibilité de $0{,}000025\lambda$. Après quelques heures, cette dissolution donnait une faible double réfraction; mais cela doit tenir à la formation d'un sulfure de nickel à un état colloïdal.

Des dissolutions de sucre ne donnèrent non plus aucune double réfraction. Cette conduite particulière des colloïdes s'accorde bien avec ce qu'on sait de leur grand poids moléculaire, de la coloration de la lumière qui les a traversés, et amène à conclure que, même quand la concentration est faible, une dissolution de gélatine ne forme pas une solution proprement dite, mais plutôt une masse élastique solide.

PERREAU.

ARTHUR-W. WARRINGTON. — Hydrometers of Total Immersion (Aréomètres à immersion totale). — P. 498.

Ce sont des aréomètres à volume constant qu'au lieu de faire affleurer à un repère on fait immerger totalement dans le liquide, de manière qu'ils n'aient aucune tendance à monter ni à descendre.

L'aréomètre a sensiblement la forme d'un aréomètre ordinaire. Pour déterminer la masse spécifique d'un liquide, on le surcharge de petits poids formés d'anneaux de Pt. Pour les solides, l'aréomètre est immergé dans l'eau, surchargé soit avec le corps et du mercure, soit avec du mercure seulement.

Pour parfaire l'équilibre, on fait varier la température, d'ailleurs bien uniforme, du liquide.

Pour cela, le vase contenant le liquide se trouve dans une enceinte au milieu d'un vase à double enveloppe contenant de l'eau et pouvant être chauffé. Des ouvertures permettent l'introduction de thermomètres, d'agitateur, d'un support qui permet de libérer ou non l'aréomètre.

PERREAU.

CALLENDAR. — On a Practical Thermometric Standard (Sur un thermomètre étalon pratique). — P. 519.

En 1887, on a choisi, au Bureau international de Sèvres, le thermomètre à hydrogène à volume constant comme étalon théorique. En même temps, à cause des difficultés de son emploi, on a construit, comme étalons pratiques, un certain nombre de thermomètres à mercure, qui, malheureusement, ne peuvent servir que dans des limites assez étroites. De plus, à haute température, les difficultés d'emploi du thermomètre à gaz sont telles, à cause de l'enveloppe, que les résultats obtenus pour une même température (point de fusion de l'Ag ou point d'ébullition du Zn) sont très différents,

M. Callendar propose, après avoir rappelé les conditions à remplir par un thermomètre étalon, et passé en revue les diverses méthodes thermométriques, le thermomètre étudié par lui, fondé sur la variation de résistance d'un fil de platine. La question est soumise d'ailleurs à « the Electrical Standards Committee of the British Association », pour décider :

1° Qu'un échantillon particulier de Pt sera choisi et que des thermomètres fondés sur la résistance du Pt seront construits, afin de servir d'étalons pour l'échelle de température-platine.

Cette température Pt est obtenue en écrivant que les températures sont proportionnelles aux variations de résistance :

$$\frac{pt}{100} = \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0}.$$

Les points fixes 0 et 100 sont les points habituels ;

2° Que l'échelle t déterminée par la formule parabolique :

$$t - pt = d\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100}.$$

qui est très voisine de l'échelle thermodynamique, sera adoptée comme étalon pratique et s'appellera échelle de température de la British Association ;

3° et 4° Que la valeur de d s'obtiendra en prenant, comme troisième point fixe, le point d'ébullition du soufre, qui sera pris égal à 444°,53, sous la pression d'une colonne de mercure de 760 millimètres 0° et sous la latitude de 45° au niveau de la mer.

Ce thermomètre de M. Callendar paraît bien remplir les conditions exigées pour un étalon pratique et pouvoir s'adapter facilement aux à circonstances diverses.

M. Callendar donne quelques renseignements sur la construction de 0 à 500° ; le fil peut être placé dans un tube de verre et doit avoir une résistance de 5 à 10 ohms.

De 500 à 1.100°, le fil doit être enroulé toujours sur une monture en mica, doit être placé dans un tube en porcelaine et avoir une résistance de 1 à 2 ohms. Chauffé au-dessus de 1.100°, il y a un déplacement de 0 ; mais, comme il est permanent, il est facile d'en tenir compte.

Au-dessus de 1.100°, il vaut mieux prendre un fil de résistance plus faible et se dispenser de monture en mica, et placer le fil dans un tube en silice fondu.

On peut comparer facilement différents échantillons de fil de Pt et déterminer d pour chacun d'eux.

Le point d'ébullition du soufre, choisi comme point fixe, a été trouvé égal à 444°,53 par MM. Callendar et Griffiths, avec un thermomètre à azote et pression constante, et à 445°,27, par M. Chappuis et Harker,

avec un thermomètre à azote à volume constant. M. Callendar compare la pression que peuvent donner ces deux thermomètres à celle avec laquelle on a pu déterminer la dilatation du ballon contenant le gaz, et conclut en constatant que rien ne permet de préférer l'un des deux nombres à l'autre, et propose, par suite, le sien 444°,53, qui a déjà été utilisé.

PERREAU.

J.-J. THOMSON. — On the Masses of the Ions in Gases at Low Pressures (Sur les masses des ions dans les gaz aux basses pressions). — P. 547-567 [1].

J.-J. Thomson a déjà donné une mesure du rapport $\frac{m}{e}$ de la masse m d'un ion à sa charge électrique e, dans le cas du rayonnement cathodique [2] ; il a trouvé que ce rapport, indépendant de la nature du gaz et de celle des électrodes, est beaucoup plus petit que le rapport correspondant pour l'anion dans l'électrolyse des solutions ; mais il n'a pas pu faire de mesure directe de m ou de e pour décider si, comme tout le lui faisait présumer, la masse m du charrieur de l'électricité négative est une fraction seulement de celle de l'atome.

Le mémoire actuel contient un ensemble de mesures du rapport $\frac{m}{e}$ et de la charge même e, dans le cas des ions charriant l'électricité négative produite par la lumière ultra-violette.

Voici d'abord le principe de la méthode de mesure de $\frac{m}{e}$.

La déperdition de l'électricité négative aux basses pressions est très réduite, quand on fait agir un champ magnétique perpendiculairement aux lignes de force électrique (Elster et Geitel). J.-J. Thomson calcule l'effet d'une force magnétique H uniforme et parallèle à Oz sur le mouvement d'une particule électrisée négativement, de masse m, de charge e, soumise à la force électrique X, uniforme et parallèle à Ox. Pour faire ce calcul, il faut supposer la pression assez faible pour que le chemin moyen parcouru librement par une particule soit assez long pour qu'on puisse négliger l'effet des collisions. On arrive alors aux équations suivantes du mouvement :

$$y = \frac{Xm}{eH^2} \left\{ \frac{e}{m} Ht - \sin\left(\frac{e}{m} Ht\right) \right\}$$

$$x = \frac{Xm}{eH^2} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{e}{m} Ht\right) \right\}$$

---

[1] Ce mémoire a été lu au Congrès de l'Association britannique, à Douvres.

[2] Voir, dans ce *Journal*, 3e série, t. VII, p. 39 ; 1898.

La particule décrit une cycloïde définie par le roulement d'un cercle de diamètre égal à $\frac{2Xm}{eH^2}$ sur la droite $x = o$.

Supposons qu'on expose une lame métallique A à l'action de la lumière ultra-violette, passant à travers une toile métallique B, parallèle à A et portée à un potentiel plus élevé que A. En faisant agir la force magnétique H perpendiculairement à la force électrique, le calcul précédent indique que, si la distance entre A et B est supérieure à $\frac{2Xm}{eH^2}$, toute particule issue de A y reviendra sans atteindre B, d'où une diminution de la déperdition. J.-J. Thomson observe cette diminution et mesure la distance entre A et B, pour laquelle elle commence ; écrivant que cette distance est égale à $\frac{2Xm}{eH^2}$, il en déduit $\frac{m}{e}$. Il trouve ainsi, comme valeur moyenne de $\frac{e}{m}$, $7{,}3 \times 10^6$, alors que, dans le cas des rayons cathodiques, il a trouvé 5×10^6, et Lenard, $6{,}4 \times 10^6$.

Il a étudié aussi la déperdition pour un filament de charbon chargé négativement dans une atmosphère d'hydrogène. Elster et Geitel ayant aussi reconnu que cette déperdition, aux basses pressions, est réduite par l'action d'un champ magnétique, J.-J. Thomson a déduit de ces expériences un nouveau moyen d'évaluer le rapport $\frac{e}{m}$, qu'il trouve égal à $8{,}7 \cdot 10^6$.

En résumé, la valeur de $\frac{e}{m}$ est du même ordre de grandeur dans le cas du rayonnement cathodique, dans le cas de la convection produite par la lumière ultra-violette et dans le cas de la déperdition par un filament de charbon dans l'hydrogène ; elle diffère notablement, dans chacun de ces trois cas, de la valeur de $\frac{e}{m}$ correspondant aux ions d'hydrogène, lors de l'électrolyse ordinaire, qui est 10^4 [1].

---

[1] La déperdition unipolaire d'électricité positive, qui a lieu sur un fil de platine incandescent dans l'air, n'est pas affectée par un champ magnétique de l'ordre de celui qui est employé ici (Elster et Geitel). J.-J. Thomson conclut d'expériences en cours, faites avec des champs très intenses, que la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs ainsi produits, doit être au moins 1.000 fois plus grande que pour les ions négatifs, des expériences citées plus haut.

J.-J. Thomson a ensuite déterminé la charge e d'un ion produit sous l'action de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc. La méthode employée est identique à celle qu'il avait imaginée pour mesurer la charge des ions produits par les rayons Röntgen [1].

Les ions produits par la lumière ultra-violette forment aussi des noyaux sur lesquels l'eau se condense dans l'air exempt de poussières, quand la sursaturation dépasse une certaine limite (Wilson) [2]. L'observation de la vitesse de chute du nuage et de la charge totale des ions donne les éléments du calcul de la charge e de chaque ion. J.-J. Thomson a réussi à faire cette mesure en employant une source peu intense de lumière ultra-violette et a trouvé, comme valeur moyenne, $e = 6,8 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques. Or il avait précédemment trouvé, pour les ions produits par les rayons Röntgen, $6,5 \times 10^{-10}$.

La charge e est donc la même pour un ion ainsi chargé négativement dans deux cas très différents et, de plus, elle est égale à la charge positive charriée par un atome d'hydrogène dans l'électrolyse ordinaire, d'après Townsend.

Quant à la masse de l'ion négatif dans les gaz à basses pressions, il résulte de la valeur de $\frac{m}{e}$ qu'elle est excessivement faible, soit environ $1,4 \times 10^{-3}$ fois celle de l'ion hydrogène dans l'électrolyse, alors que la masse de ce dernier ion est la plus petite qu'on reconnaisse aujourd'hui capable d'être isolée.

L'électricité positive semble, au contraire, d'après tout ce qu'on sait jusqu'ici, toujours associée à des masses comparables à celles des atomes ordinaires. Enfin, dans les gaz dont la pression est comparable à la pression atmosphérique, les charges négatives elles-mêmes semblent charriées par des masses du même ordre.

J.-J. Thomson termine cet important mémoire en précisant davantage les idées théoriques qu'il a déjà émises sur l'ionisation des gaz. Cette ionisation consiste, pense-t-il, en ce que l'atome perd une très petite partie définie de sa masse, un corpuscule qui constitue l'ion négatif. Selon lui, ce corpuscule jouerait un rôle fondamental dans tous les phénomènes électriques. L'atome contiendrait un grand nombre de ces corpuscules, égaux entre eux, la masse de chacun

---

(1) Voir, dans ce *Journal*, 3e série, t. VIII, p. 228; 1899.
(2) Voir, dans ce *Journal*, 3e série, t. VII, p. 626; 1898.

étant celle de l'ion négatif qui existe dans un gaz à basse pression, soit environ 3×10^{-26} grammes.

Bien que tous les corpuscules soient négatifs individuellement, leur assemblage en un atome normal déterminerait, dans l'espace qu'ils occupent, une charge positive égale à la somme de leurs charges négatives. L'électrisation du gaz proviendrait de la rupture de quelques-uns des atomes, un corpuscule seulement se détachant de chacun d'eux et constituant l'ion négatif, tandis que le reste de l'atome formerait l'ion positif, avec une charge égale en valeur absolue, mais de masse très grande par rapport à l'ion négatif.

Dans l'électrolyse ordinaire elle-même, la libération des anions et des cathions résulterait de la neutralisation de l'ion positif par un corpuscule venant de la cathode et de la neutralisation de l'ion négatif par le passage d'un corpuscule de celui-ci à l'anode. En somme, ces corpuscules seraient les véhicules de l'électricité d'un atome à un atome, et la masse d'un atome ne serait pas invariable ; ainsi, par exemple, dans la molécule HCl, l'atome hydrogène aurait une masse un peu moindre que la moitié de la masse de la molécule H^2, tandis que la masse de l'atome chlore serait un peu supérieure à la moitié de celle de la molécule Cl^2.

Jusqu'ici on n'aurait pu détacher qu'un seul corpuscule de l'atome ; pour pouvoir en détacher deux, il faudrait mettre en jeu des moyens plus puissants que ceux dont on dispose. Le phénomène de Zeeman contribuerait à faire admettre la présence effective de plusieurs corpuscules dans l'atome ; on a expliqué, en effet, ce phénomène par les mouvements de particules chargées négativement et, dans le fait qu'il peut exister dans un spectre un nombre considérable de lignes montrant des effets Zeeman comparables en intensité, J.-J. Thomson voit la preuve de la présence d'un nombre considérable de corpuscules dans l'atome.

H. Bagard.

TRAVAUX NÉERLANDAIS;

1899 (*suite*).

J. VERSCHAFFELT. — Measurements on the system of isothermal lines near the plait point, and especially on the process of the retrograde condensation of a mixture of carbonic acid and hydrogen (Mesures faites sur les isothermes au voisinage du point de plissement, et particulièrement sur la marche de la condensation rétrograde d'un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, nos 45 et 47.

— Measurements on the change of pressure by substitution of one component by the other in mixtures of carbonic acid and hydrogen (Sur la variation de pression par substitution d'un des composants à l'autre dans les mélanges d'acide carbonique et d'hydrogène). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 47.

L'auteur a déterminé expérimentalement, entre la température de son laboratoire et une température un peu supérieure à la température critique de l'acide carbonique, les isothermes de trois mélanges d'hydrogène et d'acide carbonique contenant respectivement à peu près 5, 10 et 20 molécules d'hydrogène pour 100 molécules du mélange. L'équilibre des phases était assuré par l'agitateur électromagnétique de Kuenen.

Pour le mélange de titre $x = 0{,}0494$, l'auteur observait la séparation en deux phases aux températures inférieures à 27°,50; pour $t > 27°{,}50$ la liquéfaction était impossible, quelle que fût la pression; 27°,50 est le *point critique de contact* du mélange. A la température de 27°,10, le ménisque devient de moins en moins distinct, à mesure que le volume diminue, et il disparaît *comme un brouillard* lorsque la pression atteint $91^{atm},85$; on est alors au *point de plissement* correspondant à $x = 0{,}0494$.

Sur le diagramme représentant les différentes isothermes de ce mélange, les isothermes de 15°,30 et de 21°,50, en particulier, montrent distinctement une discontinuité inclinée résultant de la séparation en deux phases. La courbe qui raccorde les deux portions extrêmes de chaque isotherme coupe l'isotherme réelle en un point, ces deux courbes laissant entre elles des aires équivalentes. Les points où la condensation commence et finit sont réunis par une *courbe limite;* la tangente commune à cette courbe limite et à l'isotherme critique (27°,50) n'est pas horizontale, comme dans le cas d'un corps unique; la construction graphique du point de contact de ces

deux courbes fournit la détermination la plus précise du point critique de contact du mélange considéré, dont les éléments sont $t = 27°,50$, $p = 87^{atm},4$, $v = 0,0048$, l'unité de volume étant le volume qui serait occupé à 0° et sous la pression de 1 atmosphère par la même quantité du mélange, *si celui-ci suivait les lois des gaz parfaits.*

En dessous de la température du point de plissement (27°,10), la marche de la condensation était normale, la quantité de liquide allant constamment en croissant, en tendant vers le volume total à mesure que celui-ci décroissait. Entre 27°,10 et le point critique de contact (27°,50) la condensation rétrograde s'observait distinctement. L'auteur a étudié avec le plus grand soin la marche de la condensation au-dessus et au-dessous du point de plissement du mélange $x = 0,0494$ et il a représenté graphiquement le phénomène et tracé des isothermes en prenant pour abscisse le volume total (liquide + gaz), l'ordonnée étant le volume du liquide. On voit ainsi que l'allure des isothermes de condensation est extrêmement différente en dessus et en dessous de l'isotherme du point de plissement

M. Verschaffelt a étudié de la même façon les mélanges de titres $x = 0,0995$ et $x = 0,1990$; mais l'étude n'en put être aussi complète.

Dans un second travail, M. Verschaffelt a déterminé, à des températures voisines de 18° et entre 32 et 115 atmosphères, les isothermes de mélanges contenant des quantités d'hydrogène de plus en plus grandes. Dans les limites de pression où il a opéré, aucun phénomène de condensation ne s'est produit. Par des calculs convenables, l'auteur a obtenu, pour la température idéale de 18°, les isothermes correspondant à tous les mélanges qu'il a étudiés tant dans ce mémoire que dans le précédent et les a réunies sur un même diagramme.

Il était désirable d'exprimer le volume de chaque mélange avec une unité spéciale, choisie de telle façon qu'un centimètre cube de chacun des mélanges contînt le même nombre de molécules lorsque son volume, exprimé avec cette unité, aurait la même valeur. On y arrive en prenant pour unité le volume que la même quantité de substance occuperait à 0° et sous la pression d'une atmosphère si le mélange se comportait comme un gaz parfait; c'est ce que l'auteur appelle le *volume normal théorique*, qui est égal au *volume normal* multiplié par un facteur qui exprime la déviation de la loi d'Avogadro et d'Ampère. Cette unité de volume a, d'ailleurs, été proposée dès 1881, dans le cas des corps purs, par le professeur Kamerlingh Onnes.

Malheureusement il y a un peu d'incertitude dans les valeurs absolues des volumes théoriques normaux de l'hydrogène et de l'acide carbonique obtenus en partant de différentes données expérimentales. Mais cela n'affecte en rien le résultat que l'auteur avait eu en vue et qui était de savoir comment varie la pression d'un volume initial de 100 molécules d'acide carbonique lorsque, la température restant constante et égale à 18°, on substitue aux molécules de ce gaz un nombre égal et constamment croissant de molécules d'hydrogène. Ce résultat s'obtient immédiatement par la lecture du diagramme cité plus haut. L'expérience montre aussi que la variation de pression par substitution n'est pas proportionnelle à celle de la composition et qu'elle est toujours plus grande que celle qui résulterait d'une relation linéaire entre la pression et la composition. Chose curieuse, lorsque, en partant de l'hydrogène pur, on substitue aux molécules de ce gaz un nombre égal de molécules d'acide carbonique allant jusqu'à cinq, la pression du mélange demeure invariable.

H. KAMERLINGH ONNES. — A standard open manometer of reduced height with transference of pressure by means of compressed gaz (Manomètre à air libre étalon de hauteur réduite avec transmission de la pression par l'intermédiaire d'un gaz comprimé). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 44.

Le professeur Kamerlingh Onnes a installé au Laboratoire de Physique de Leyde un manomètre à air libre, du système Richard, permettant la mesure directe et précise de la pression, allant jusqu'à 60 atmosphères. Au lieu de transmettre la pression d'un tube à l'autre par l'intermédiaire de l'eau, comme à l'Institut physico-technique de Charlottenbourg, ce qui gêne beaucoup le déplacement des ménisques mercuriels, l'auteur emploie la pression d'un gaz comprimé sec.

Le manomètre se compose de quinze manomètres partiels en verre d'un peu plus de 3 mètres de haut et pouvant donner chacun une pression de 4 atmosphères.

Dans le but d'atteindre et de mesurer des pressions supérieures à 60 atmosphères, sept des manomètres partiels peuvent être réunis ensemble et employés comme manomètre différentiel. D'un côté de ce manomètre différentiel on produit une pression de 60 atmosphères qu'on a préalablement mesurée et repérée ; le manomètre introduisant une pression qui peut aller à 28 atmosphères, on peut donc

mesurer ainsi une pression allant à 88 atmosphères ; cette nouvelle pression, mesurée et repérée, peut de nouveau être exercée à l'autre extrémité du manomètre différentiel, de façon à atteindre ainsi en trois fois des pressions allant jusqu'à 116 atmosphères, limite qu'on ne dépasse jamais par raison de sécurité.

Il va sans dire qu'il faut tenir compte du poids des colonnes gazeuses, ce qui entraîne une correction négative importante.

Ch. M. A. HARTMAN. — The composition and the volume of the coexisting vapour- and liquid-phases of mixtures of Methylchloride and carbonic Acid (Composition et volume des phases coexistantes des mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbonique). — *Communications from the physical Laboratory of Leiden*, n° 43.

L'auteur s'est proposé d'étudier à la température de 9°,5 le *pli* qui traverse la surface ψ de l'acide carbonique et du chlorure de méthyle ; à cet effet, il produisait à cette température (ou à une température très voisine) la liquéfaction partielle d'un mélange dont les deux phases étaient amenées à un équilibre parfait par une agitation convenable. Une disposition expérimentale, dans les détails de laquelle je n'entre pas, permettait d'isoler des volumes connus, soit de la phase liquide, soit de la phase gazeuse, et de les analyser séparément. L'auteur mesurait aussi avec le plus grand soin la pression correspondant à l'équilibre des deux phases, constante qui, comme l'on sait [1], détermine, à température constante, toutes les conditions de l'expérience. Il n'a ainsi étudié que dix phases coexistantes, ce qui est suffisant dans ce cas pour montrer le caractère du pli de la surface de Van der Waals. Les données expérimentales étant ramenées à la température fixe de 9°, 5, M. Hartman portait en abscisses les titres x des phases coexistantes et en ordonnées la pression commune d'équilibre exprimée en atmosphères : $x = 0$ et $x = 1$ correspondaient évidemment aux pressions de vapeur saturée de l'acide carbonique liquide et du chlorure de méthyle pur et ouvraient les points où la courbe des phases liquides rejoint celle des phases gazeuses. Résultat remarquable, la courbe des phases liquides diffère extrêmement peu d'une droite ; à la température de 9°,5, il semble donc qu'on puisse représenter la pression d'équilibre d'un mélange dont les phases liquides ont pour titres x et $1 - x$ par la formule :

$$p = p_1 x + p_2 (1 - x),$$

[1] Voir Van Eldik, *J. de Phys.*, 3 série, t. VII, p. 160 ; 1898.

p_1 et p_2 étant les pressions de vapeur saturée des composants du mélange à la température considérée.

Quant à la courbe des phases gazeuses, elle ressemble à un arc de parabole, dont la courbe des phases liquides serait la corde.

H. KAMERLINGH ONNES. — On the measurement of very low temperatures (Sur la mesure des très basses températures). — *Communications from the physical Laboratory of Leyden*, n° 27.

On utilise depuis plusieurs années au Laboratoire de physique de Leyde, pour la mesure des basses températures, deux thermomètres construits par l'auteur et reposant sur la dilatation de l'hydrogène à volume constant.

Le *petit modèle* a un réservoir en verre d'Iéna de 30 centimètres cubes, soufflé sur un tube capillaire de $2^{mm},5$ de diamètre intérieur; le tout est soigneusement jaugé, et la variation du volume du réservoir sous l'influence de la pression mesurée. Un tube capillaire d'acier de $0^{mm},8$ de diamètre et de 180 centimètres de longueur relie ce qui précède à un tube manométrique de 9 millimètres de diamètre intérieur et parfaitement cylindrique; celui-ci est continué par une ampoule (que l'on remplit de mercure pur et sec à un certain moment), et communique par l'intermédiaire d'un robinet à trois voies et d'un caoutchouc à vide avec un manomètre à air libre. La constance du volume intérieur du thermomètre est réalisée, comme dans les expériences classiques de M. P. Chappuis, par l'affleurement du mercure à une petite pointe axiale très courte occupant la partie supérieure du tube manométrique. L'ampoule à hydrogène a des dimensions telles que ce gaz, ramené à son volume constant, ait une pression mesurée, à — 200° par 300 millimètres, à 0° par 1.100 millimètres, à + 100° par 1.500 millimètres de mercure.

Le *grand modèle* ne diffère du petit qu'en ce que son réservoir, de même diamètre, atteint 90 centimètres cubes.

Le tube manométrique, l'ampoule et le manomètre à air libre sont fixés sur un même support, et le réservoir sur un autre; chacun de ces supports peut être tenu d'une main, et l'ensemble aisément transporté d'un endroit à l'autre.

L'hydrogène pur est obtenu par l'électrolyse d'une solution aqueuse d'acide chlorhydrique à 20 0/0.

ÉTUDE DE L'ATMOSPHÈRE DANS LA VERTCALE PAR CERFS-VOLANTS ET BALLONS-SONDES;

Par M. Léon TEISSERENC DE BORT.

L'étude de l'atmosphère, qui a fait de très grands progrès, grâce aux observations recueillies dans presque toutes les régions du globe, a, pendant longtemps, été très incomplète, parce qu'on n'a pu pénétrer directement que dans les couches inférieures.

L'observation et la mesure systématiques des mouvements des nuages, si heureusement préconisées par M. Hildebrandsson, et la création de nombreux observatoires de montagnes ont permis de commencer à analyser ce qui se passe dans le sein de l'atmosphère ; mais l'impossibilité où l'on est, dans bien des cas, d'observer le mouvement des nuages élevés, l'influence du sol, d'autre part, dans les stations de montagne, rendent encore bien précaires ces moyens d'informations. Les ascensions scientifiques faites en divers pays ont certainement donné des renseignements précieux ; mais là encore on avait à craindre l'erreur systématique venant de ce que l'on choisit d'ordinaire, pour monter en ballon, des situations où l'atmosphère n'est pas assez troublée pour mettre en péril grave la vie des aéronautes. Aussi est-ce avec un grand enthousiasme que tous ceux qui s'intéressent à la météorologie ont accueilli les premières tentatives faites aux États-Unis pour explorer l'atmosphère à l'aide de cerfs-volants et celles qui ont été faites en France par M. le colonel Renard et par MM. Hermite et Besançon pour porter dans les hautes couches de l'air les instruments enregistreurs en les confiant à des ballons libres dits « sondes aériennes » ou « ballons-sondes ».

Dans l'intervalle de moins de cinq années, grâce à des perfectionnements successifs, on arrivait ainsi, d'une part, à Blue Hill, sous la direction de mon ami M. Laurence Rotch, à atteindre 3.685 mètres, en août 1898, et 3.802 mètres, le 28 février 1899, par l'emploi des cerfs-volants, et, en France, à dépasser 15.500 mètres dans l'ascension du ballon *l'Aérophile* du 13 mai 1897.

La météorologie était ainsi dotée de deux nouveaux moyens de recherches très précieux, se complétant l'un l'autre. De la phase des tâtonnements on est arrivé à celle où l'on peut s'attacher à rapporter

par ces lancers des documents précis, et non plus seulement s'occuper du succès matériel des procédés techniques.

Nous allons passer rapidement en revue les moyens employés pour arriver à ce résultat et élever nos instruments presque à coup sûr au sein de l'atmosphère libre.

L'emploi du cerf-volant pour un usage scientifique remonte à Franklin, qui, dès 1748, employa cet appareil pour étudier l'électricité des nuages orageux. A peu près à la même époque, Wilson, professeur d'astronomie à Glascow, fit porter en l'air par plusieurs cerfs-volants, attelés à une même ficelle, un thermomètre qui était entouré d'épais bourrelets de papier; un déclenchement par une ficelle auxiliaire permettait de faire tomber sans le briser ce thermomètre sur le sol où on en faisait la lecture.

En 1822, à l'île d'Igalik, dans l'Amérique du Nord, le capitaine Pary et le R. Georges Fisher lancèrent un cerf-volant porteur d'un thermomètre à maxima et à minima. Dans ces dernières années, en 1883, M. Archibald fit en Angleterre une série d'expériences sur la vitesse du vent au-dessus du sol, en enlevant, jusqu'à une hauteur de 700 à 800 mètres, un anémomètre enregistreur. Dans ces dernières expériences, comme d'ailleurs dans d'autres faites en Amérique vers 1837, on employait un fil métallique pour retenir le cerf-volant.

Les travaux faits dans les huit dernières années par M. Eddy de Bayonne (États-Unis) et par M. Hargrave de Sydney ont amené un progrès absolument capital dans la construction du cerf-volant. Les types auxquels ils sont arrivés se maintiennent parfaitement stables dans l'air sans l'adjonction d'aucune espèce de queue ou de chevelure. Le cerf-volant d'Eddy n'est qu'un perfectionnement du cerf-volant Malais; car ces derniers, ainsi d'ailleurs que les Chinois, savent depuis très longtemps faire des cerfs-volants de formes assez variées sans queue; il est vrai que ce sont des cerfs-volants de papier très léger. Le cerf-volant Eddy [*fig.* 1 (2)] est un cerf-volant en forme de losange dont deux des côtés forment entre eux un angle très obtus, de façon que ce cerf-volant a grossièrement la forme d'un triangle. Il se rapproche donc beaucoup de la plupart des cerfs-volants employés par les enfants; mais, au lieu d'être plat, il se compose de deux plans qui se coupent suivant une des diagonales du losange. Ce cerf-volant a été employé avec assez de succès en Amérique; il est très léger; mais il offre l'inconvénient de n'être pas très stable et de ne fonctionner convenablement que lorsqu'il est parfaitement

équilibré et que les surfaces inclinées ne présentent aucune dissymétrie. Il a donc été abandonné par la plupart des expérimentateurs et remplacé par le cerf-volant cellulaire Hargrave.

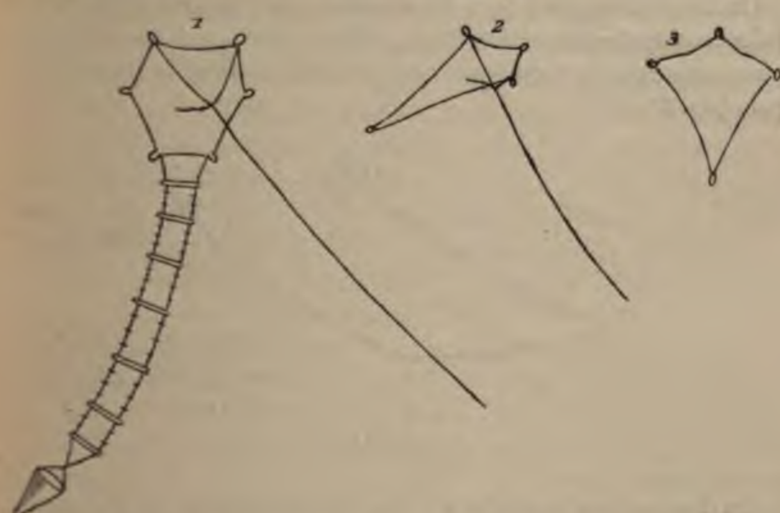


Fig. 1. — (1), cerf-volant avec queue employé en 1897, à Trappes; — (2), cerf-volant Eddy, vu de trois quarts; — (3), vu de face.

Ce dernier est une sorte de tube rectangulaire, dont l'enveloppe est formée de toile légère avec une solution de continuité dans la partie centrale du tube, où il n'existe que la monture; deux brides, qui s'attachent soit à deux des montants verticaux à droite et à gauche, soit à un montant central, permettent de relier le cerf-volant à sa corde. L'action du vent sur ces cerfs-volants est tout à fait analogue à ce qu'elle est sur les cerfs-volants usuels; mais la différence essentielle réside dans la présence des plans verticaux formés par les côtés du tube qui servent à maintenir le cerf-volant dans le lit du vent et remplacent ainsi avec avantage la queue des cerfs-volants ordinaires. Ainsi gréé et rattaché à une ficelle ou à un petit fil d'acier de 150 ou 200 mètres de longueur, ce cerf-volant s'élève par un vent moyen, c'est-à-dire ayant au moins 7 mètres par seconde, à une hauteur angulaire de 50° à 55° au-dessus de l'horizon.

Un cerf-volant Hargrave de $2^{m},40$ de surface exerce par un vent de ce genre une traction de 6 à 8 kilogrammes; il peut donc porter un enregistreur du poids de 1.500 grammes et plusieurs centaines de

mètres de ficelle ou mieux de fil d'acier dit « corde de piano », qu'on a substitué aux cordages végétaux, comme beaucoup plus résistant et offrant une surface bien moindre à l'action du vent.

Ordinairement, pour plus de sécurité, on relie à la ligne principale deux cerfs-volants attelés en tandem, et on met ensuite l'enregistreur suspendu à quelques mètres au-dessous de la ligne principale (*fig.* 2).



Fig. 2.

On dévide alors la bobine sur laquelle est enroulé le fil jusqu'au moment où la direction du fil d'acier ne fait plus, au départ du treuil, qu'un angle voisin de 30° avec l'horizon. A ce moment, il est nécessaire d'attacher à la ligne principale un nouveau cerf-volant. On continue à procéder ainsi jusqu'à ce que la tension du fil risque d'en amener la rupture, c'est-à-dire que, pour les fils employés ordinairement, qui ont $0^{m},82$ de diamètre et se rompent aux environs de 120 kilogrammes, on ne doit pas dépasser 70 kilogrammes de traction, la moindre augmentation de la force du vent pouvant déterminer un accroissement de traction très notable.

Le treuil sur lequel s'enroule le fil d'acier comprend, comme organe essentiel, une grosse bobine qui porte le fil mû par des manivelles, un frein qui permet de modérer ou d'arrêter le mouvement de la bobine quand elle tourne sous l'action des cerfs-volants, un dynamomètre qui mesure la tension du fil. Comme la direction du fil change dans l'espace, on fait passer le fil, dès son arrivée au treuil, sur une poulie à axe horizontal montée elle-même autour d'un axe vertical placé tangentiellement, de façon que la poulie peut s'orienter dans tous les azimuts.

A Trappes, nous avons rendu mobile le treuil lui-même en le plaçant sur une plaque tournante. Cette disposition permet d'orienter

l'appareil suivant les différents vents ; la plate-forme mobile porte une guérite qui abrite de la pluie le treuil et la personne qui le conduit.

Pour ramener les cerfs-volants dans le treuil de campagne, on agit directement à bras à l'aide d'une ou plusieurs manivelles ; mais ce travail est très laborieux, puisque, dans une ascension qui atteint 1.000 mètres, on peut avoir à dépenser 120.000 kilogrammètres pour ramener les cerfs-volants au sol. On est donc amené à employer un moteur pour ce genre de travail. A Blue-Hill, on a adapté au treuil un petit moteur à vapeur de 2 chevaux. A Trappes, où nous avions une force motrice fixe, nous avons mis à contribution l'électricité pour mouvoir notre treuil. Une dynamo de 3 chevaux, qui reçoit le courant d'une génératrice placée à quelque distance, actionne le treuil. Cette disposition, bien qu'il y ait certainement beaucoup de force perdue par les transformations d'énergie successives, offre de tels avantages au point de vue de la conduite du treuil que je n'hésite pas à la recommander à tous les établissements qui ont la force électrique à leur disposition. On peut, en effet, régler très exactement par ce moyen la vitesse de rotation du treuil et la faire varier, si c'est nécessaire, de façon que jamais l'augmentation de pression exercée sur les cerfs-volants par les mouvements de rappel au sol ne risque d'amener la rupture de la ligne ; c'est là un point très important, qui ne saurait échapper à personne, lorsque l'on considère que, par des vents forts, le moindre déplacement relatif du cerf-volant dans le sens opposé au vent a pour effet d'augmenter sensiblement la pression, de façon que tout à-coup brusque d'une machine agissant sur le treuil amènerait la rupture de la ligne.

Depuis quatre ans que les sondages par cerfs-volants sont exécutés, ils ont conduit, en Amérique, à une conclusion très intéressante, à savoir que, dans bien des cas, les variations de température qui se font sentir au niveau du sol sont accusées par les cerfs-volants de six à douze heures avant de nous atteindre. On voit donc le parti que la prévision du temps peut tirer de ces observations. Elles montrent aussi que la variation diurne de la température disparaît à peu près complètement à un millier de mètres.

Nous avons fait, depuis l'automne de 1897, plus de cent cinquante ascensions par cerfs-volants à l'observatoire de Trappes, bien que les circonstances atmosphériques soient moins favorables que sur la côte américaine.

Ces observations mettent bien en lumière l'importance des inversions de température dans la verticale dès que le régime cyclonique a cessé ; c'est au point que l'existence d'une décroissance de tempé-

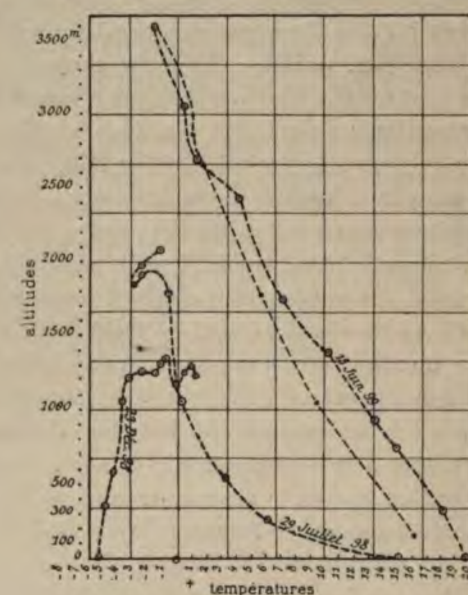


FIG. 3.

rature, très faible dans les 1.200 premiers mètres, indique à peu près sûrement du beau temps pour le lendemain. Les courbes ci-jointes (*fig.* 3) se rapportent, l'une (23 décembre 1898) à un jour où il y a inversion de température, l'autre (29 juillet 1898) à un régime cyclonique avec décroissance de température rapide.

La courbe du 15 juin est une courbe par pression barométrique moyenne et beau temps.

Pour nous comme pour les Américains, les ascensions sont devenues de plus en plus hautes, à mesure que notre matériel s'améliorait et que nous savions mieux conduire le lancé.

Le voisinage de plusieurs lignes de chemins de fer et d'un réseau télégraphique assez serré nous a empêché, dans bien des cas, de développer de longues lignes de fil, la moindre avarie faisant porter notre ligne sur la voie du chemin de fer. Cependant, dès la première année, nous avons atteint la hauteur de 2.000 mètres, puis de 2.500, 3.850 mètres, altitude qui dépasse déjà celle qui a été obtenue en

Amérique, à Blue Hill. Enfin, en septembre dernier, nous avons pu élever nos instruments à l'altitude de 4.300 mètres.

Quel que soit le succès du cerf-volant, l'altitude atteinte par les cerfs-volants est forcément limitée. De plus, ils ne peuvent s'élever par les temps calmes ; il faut donc recourir à l'emploi des ballons pour explorer l'atmosphère d'une façon plus complète. J'ai rappelé, en commençant, le rôle prépondérant de la science française dans cette question. Les ascensions des *Aérophiles* de MM. Hermite et Besançon ont montré : 1° que la température était bien plus basse qu'on ne le supposait, d'après les observations de montagne, puisqu'ils ont trouvé une température de — 60° à une altitude inférieure à 14.000 mètres ;

2° Elles ont fait voir aussi que le gaz de l'intérieur du ballon se refroidissait très rapidement à la montée, de façon à se rapprocher de la température théorique obtenue par la détente du gaz pour la même différence de pression. Ce fait, négligé jusqu'à présent, parce qu'il est masqué d'ordinaire par la forte hausse de température qui se produit quand le ballon est soumis à l'insolation, a une importance pratique assez grande, et on doit en tenir compte dans le calcul de la hauteur que peut atteindre un ballon partant de nuit ;

3° Ces ascensions ont amené M. Hermite à créer le genre d'abri appelé « parasoleil », qui est certainement ce qu'on a trouvé de mieux jusqu'ici pour abriter les instruments contre la radiation solaire. Ce parasoleil consiste en un tube de papier noirci intérieurement et recouvert extérieurement de papier d'étain de façon à s'échauffer le moins possible sous l'action du soleil direct.

Depuis la Conférence météorologique de Paris, une entente internationale a eu lieu et, à certaines époques choisies, on a lancé des ballons-sondes de Paris, Berlin, Strasbourg, Vienne, Munich, Saint-Pétersbourg. Ces ascensions, au nombre de six, ont été encore trop peu nombreuses pour amener la découverte de lois bien précises, mais ont permis d'étudier les méthodes et d'éclaircir quelques points de détail.

En présence de la diversité des situations atmosphériques et de la rapidité avec laquelle les phénomènes se transforment d'un jour à l'autre, j'ai pensé qu'il était nécessaire de procéder à des sondages aériens très répétés, ayant lieu au besoin plusieurs fois par semaine et, pour cela, nous avons d'abord porté notre attention sur les moyens de rendre plus simples et moins coûteux les lancés de ballons-sondes.

Nous avons obtenu ce résultat en employant l'hydrogène pur, qui

permet de diminuer beaucoup le diamètre des ballons et en allégeant autant que possible le poids des instruments emportés sans nuire à leur précision.

Pour pouvoir faire partir ces ballons même avec des vents violents, car les temps de tempête, qui n'ont presque jamais été étudiés, offrent le plus grand intérêt, j'ai cherché un dispositif qui permît, une fois le gonflement opéré, de lancer le ballon sans qu'il eût à souffrir des premières rafales, étant donné que nous voulions toujours employer des filets extra-légers. Pour cela, je me suis arrêté à la disposition suivante : J'ai fait établir sur une petite plaque tournante un hangar très léger ouvert d'un seul côté. Le gonflement une fois opéré dans ce hangar, on a soin de tourner son ouverture à l'opposé du vent. Les instruments étant accrochés au ballon, on y fixe également un délesteur à sable ou à liquide muni d'un orifice réglé de façon à ce qu'il se vide en temps convenable, généralement quarante minutes. Le ballon est alors amené auprès de la porte du hangar ; on soutient le délesteur de façon à aider un peu le départ du ballon, et le tout est mis à l'air avec le moins de secousse possible. Nous avons pu, grâce à cette méthode, lancer des ballons-sondes par des tempêtes où le vent atteignait 14 mètres par seconde.

Pour éviter l'influence perturbatrice des rayons solaires et surtout le rayonnement de la partie supérieure des nuages quand ils sont en grande masse et qu'ils forment cette mer de nuages éblouissants, bien connue des alpinistes et des aéronautes, nous avons fait la plupart de nos ascensions de nuit d'abord au clair de lune, avec beaucoup de peine, je dois le dire, puis à la lumière électrique, quand il m'a été possible d'améliorer notre outillage. Depuis le mois de mars de l'année dernière, nous avons lancé plus de cent-vingt ballons, qui ont rapporté des courbes de température et de pression. La hauteur de 13.000 mètres a été atteinte vingt-quatre fois ; celle de 14.000 mètres, huit fois ; celle de 15.000 mètres, trois fois.

Nous pouvons, avec notre outillage actuel, atteindre presque chaque fois la hauteur de 13.000 mètres.

Je saisis cette occasion pour remercier tous mes collaborateurs, et en particulier M. G. Raymond, du concours dévoué qu'ils ont apporté à l'œuvre commune.

En limitant la discussion des observations recueillies à la partie de l'atmosphère qui s'étend du sol à 10.000 mètres, région qui a été explorée par le plus grand nombre des ballons, on voit :

1° Que les différences de température d'un jour à l'autre peuvent être plus grandes, à 7 ou 8.000 mètres, que celles qu'on constate, le même jour, auprès du sol. Ce fait a une assez grande importance, et il est d'ailleurs contraire aux idées qu'on s'était faites à ce sujet;

2° On voit que la température décroît beaucoup plus vite au voisinage des centres de dépression qu'ailleurs. Cette décroissance, dans certains cas, arrive à être voisine de 0°,90 pour 100 mètres.

Enfin on remarque que, dans un grand nombre d'aires de haute pression, je ne dis pas dans toutes, la décroissance de température se présente de la façon suivante : du sol à 1.500 ou 2.000 mètres, la température varie peu et même souvent augmente, après quoi elle commence à diminuer normalement et finit par arriver à 9 ou 10.000 mètres à une décroissance voisine de 1° pour 100 mètres. Si nous rapprochons ces faits de ceux qu'on observe dans les dépressions, on reconnaît que la variation dans la verticale présente ordinairement l'allure suivante.

La partie inférieure des dépressions est souvent plus chaude que celle des aires de forte pression; mais, après quelques centaines de mètres, la décroissance rapide détermine des températures inférieures dans la dépression.

Aussi la partie moyenne d'une dépression vers 3 ou 4.000 mètres est ordinairement plus froide que la partie correspondante du maximum barométrique. Ce fait a déjà été démontré par M. Hann par les observations de montagne; mais les ballons-sondes, en confirmant ce premier résultat, montrent que plus haut les températures tendent de nouveau à s'égaliser, ce qui a une grande importance pour la forme des isobares supérieures.

J'aurais voulu pouvoir dire quelques mots des températures de la haute atmosphère, de celle qui s'étend au-dessus de la région ordinaire des cirrus; mais, bien que nous ayons des observations à ces hauteurs, il nous faut attendre, pour les discuter, d'être assuré que le thermomètre, quand l'air est si peu dense, arrive à se mettre, par simple contact, en équilibre de température avec son milieu. Dans le cas contraire, il faudra recourir à des méthodes spéciales pour prendre la température de l'air aux grandes altitudes.

SUR LA NATURE DE LA LUMIÈRE BLANCHE;

Par M. E. CARVALLO.

1. — La lumière rouge du lithium [1], par exemple, peut être regardée comme étant à peu près une vibration sinusoïdale simple de la forme sin ht. La lumière blanche peut-elle être également expliquée par une vibration amortie de la forme e^{-kt} sin ht, comme MM. Garbasso croient l'avoir établi [2]? La présente note a pour but de prouver que ce résultat est inexact et même impossible.

2. — Je réfuterai d'abord le travail de MM. Garbasso. Il repose sur une faute matérielle, un procédé graphique et une hypothèse. La faute est que les auteurs admettent pour formule de Fourier :

$$f(t) = \int_0^\infty dx \,.\, \varphi(x) \sin \frac{2\pi t}{x},$$

oubliant ainsi la phase, fonction de la variable x, comme l'amplitude $\varphi(x)$, et qui doit figurer sous le signe sinus. Cette faute est le fondement de la méthode.

La méthode consiste en effet en un procédé graphique qui permet de remonter de la fonction $\varphi(x)$ à la fonction $f(t)$, opération impossible, quand on tient compte de la phase qui a été oubliée et qui est inconnue.

L'hypothèse est que la fonction $\varphi(x)$ de Fourier est représentée par la racine carrée de l'intensité observée par M. Langley [3] dans le spectre. Pour conclure, il suffit aux auteurs de trouver par ce procédé, pour représenter $f(t)$, une courbe qui a une vague ressemblance avec celle d'une vibration amortie.

3. — J'ai montré ailleurs [4] quelle méthode il convient de substituer à celle de MM. Garbasso, en admettant leur hypothèse sur la fonction $\varphi(x)$. On construit une courbe ayant pour abscisses les logarithmes des longueurs d'onde λ, et pour ordonnées les intensités correspondantes. La courbe obtenue doit avoir pour axe de symétrie la verticale correspondante au maximum d'intensité.

---

[1] Ou mieux encore celle du cadmium étudiée par M. Michelson.

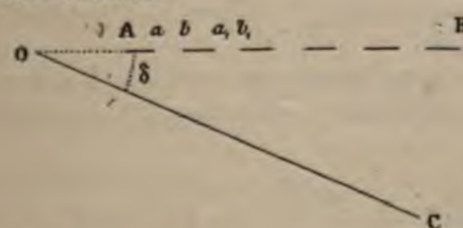
[2] *Archives des Sciences Ph. et Nat. de Genève*, 4e période, t. IV, p. 105 ; 1897 ; — *J. de Phys.*, VII, 346 ; 1898.

[3] *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. XXV, p. 211 ; — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXI, p. 369 ; 1886.

[4] *Comptes Rendus*, t. CXXX, p. 79 ; 1900.

J'ai construit les courbes fournies par les observations de Mouton [1] et de M. Langley [2]. Elles ne satisfont visiblement pas au critérium nécessaire. Il n'y a donc pas lieu de poursuivre l'identification.

4. — L'échec est sans conséquence ; car il suffit, pour l'expliquer, d'imaginer dans la lumière blanche deux vibrations amorties différentes. Mais ce qui est tout à fait grave, c'est que l'hypothèse sur la fonction $\varphi(x)$ non seulement n'est pas justifiée, mais est contraire à la nature des choses ; si l'on reprend la théorie des réseaux avec une vibration amortie, on trouve non pas un spectre dont l'amplitude fonction de la période est représentée par la fonction $\varphi(x)$, qui figure dans l'intégrale de Fourier, mais dans tous les azimuts la même vibration amortie, identique à la vibration incidente, l'intensité seule variant avec l'azimut.



5. — Soit, en effet, un réseau AB recevant une onde plane confondue avec AB, et dans laquelle l'élongation est une fonction du temps $F(t)$. Calculons le mouvement envoyé par les parties actives du réseau ab, a_1b_1, ..., etc., dans la direction normale au plan OC, qui fait un angle δ avec AB. Prenant pour origine le point O, d'ailleurs arbitraire, je fixerai la position d'un point du réseau par sa distance x au point O.

L'élément ab fournit l'élongation :

$$\xi_0 = \int_a^b dx\, F\left(t - \frac{x \sin\delta}{V}\right) \text{ (V, Vitesse de la lumière),}$$

ou, en prenant comme variable $\frac{x \sin \delta}{V} = \theta$,

$$\xi_0 = \frac{V}{\sin\delta}\int_\alpha^\beta d\theta \,.\, F(t-\theta), \qquad \text{avec} \begin{cases} \alpha = \dfrac{a \sin\delta}{V} \\ \beta = \dfrac{b \sin\delta}{V}. \end{cases}$$

---

[1] *Comptes Rendus*, t. LXXXIX, p. 295 ; 1879.
[2] *Loc. cit.*

Si l'on désigne par c l'intervalle aa_1 du réseau et si l'on pose :

$$\varepsilon = \frac{c \sin \delta}{V},$$

on voit de même que l'élément $a_1 b_1$ fournit l'élongation :

$$\xi_1 = \frac{V}{\sin \delta} \int_{\alpha+\varepsilon}^{\beta+\varepsilon} d\theta \,.\, F(t-\theta),$$

et ainsi de suite. Il en résulte que l'élongation ξ fournie par tout le réseau est représentée par l'expression :

$$\xi = \frac{V}{\sin \delta}\left[\int_{\alpha}^{\beta} + \int_{\alpha+\varepsilon}^{\beta+\varepsilon} + \cdots \int_{\alpha+\overline{n-1}\varepsilon}^{\beta+\overline{n-1}\varepsilon}\right],$$

où l'on a sous-entendu l'élément différentiel $F(t-\theta)\, d\theta$, soumis aux signes d'intégration.

6. — Si dans cette formule on remplace $F(t)$ par $\cos ht$, on retrouve la théorie ordinaire des réseaux [1]. Je rappelle le résultat :

$$\xi = \frac{2V}{\sin \delta} \sin h \frac{\alpha-\beta}{2} \cdot \frac{\sin \frac{nh\varepsilon}{2}}{\sin \frac{h\varepsilon}{2}} \cdot \cos h \left[t - \frac{\alpha+\beta}{2} - \frac{\overline{n-1}\,.\,\varepsilon}{2}\right].$$

Le dernier facteur $\cos h \left[t - \frac{\alpha+\beta}{2} - \frac{(n-1)\varepsilon}{2}\right]$ signifie que, dans tous les azimuts, on trouve une vibration identique à la vibration incidente. Seulement l'amplitude

$$A = \frac{2V}{\sin \delta} \sin h \frac{\alpha-\beta}{2} \times \frac{\sin \frac{nh\varepsilon}{2}}{\sin \frac{h\varepsilon}{2}}$$

est variable avec l'azimut δ. Le premier facteur $\frac{2V}{\sin \delta} \sin h \frac{\alpha-\beta}{2}$ représente l'effet d'un des éléments du réseau. Le second facteur $\frac{\sin \frac{nh\varepsilon}{2}}{\sin \frac{h\varepsilon}{2}}$ représente l'effet de leur nombre. La discussion montre

---

(1) Voir, par exemple, l'ouvrage de M. Bouty.

que, dans les conditions pratiques des réseaux, l'intensité est partout insensible, sauf en certains maxima très marqués et très brusques donnés par le second facteur et obtenus en annulant son dénominateur.

On obtient ainsi :

$$\frac{h\varepsilon}{2} = \mu\pi \text{ (}\mu\text{ entier quelconque).}$$

Je remplace ε par sa valeur $\frac{c \sin \delta}{V}$, puis $\frac{h}{V}$ par $\frac{2\pi}{\lambda}$, λ étant la longueur d'onde.

J'obtiens :

$$\sin \delta = \frac{\mu\lambda}{c},$$

soit, pour chaque valeur entière de μ, une raie, image un peu élargie de la fente du spectroscope.

7. — Je passe maintenant au cas où le mouvement de l'onde incidente est une vibration amortie :

$$F(t) = e^{-kt} \cos ht = \frac{1}{2} [\underset{(1)}{e^{\overline{-k+ih}\cdot t}} + \underset{(2)}{e^{\overline{-k-ih}\cdot t}}].$$

Considérant d'abord la première fonction (1) :

$$F_1(t) = e^{-k+ih \cdot t},$$

j'ai :

$$\int F_1(t)\, dt = \frac{e^{-k+ih\cdot t}}{-k+ih}.$$

En portant cette valeur dans la formule fondamentale :

$$\xi = \frac{V}{\sin \delta} \left[\int_{\alpha}^{\beta} + \int_{\alpha+\varepsilon}^{\beta+\varepsilon} + \dots \int_{\alpha+(n-1)\varepsilon}^{\beta+(n-1)\varepsilon} F(t-\theta)\, d\theta \right],$$

j'obtiens :

$$\xi_1 = \frac{V}{\sin \delta} \cdot \frac{1}{-k+ih} [e^{\overline{-k+ih}(t-\beta)} - e^{\overline{-k+ih}(t-\alpha)}][1 + e^{\overline{-k+ih}\cdot\varepsilon} + e^{\overline{-k+ih}\cdot 2\varepsilon} + \dots e^{\overline{-k+ih}\cdot(n-1)\varepsilon}]$$

ou bien :

$$(1)\ \xi_1 = \frac{V}{\sin \delta} \frac{1}{-k+ih} [e^{\overline{k-ih}\cdot\beta} - e^{(\overline{k-ih})\alpha}] \frac{1 - e^{n(-k+ih)\varepsilon}}{1 - e^{(-k+ih)\varepsilon}} \times e^{\overline{-k+ih}\cdot t}.$$

Le produit des premiers facteurs, indépendants de t, sera une

imaginaire de la forme $\rho e^{i\varphi}$, ρ et φ étant des fonctions de δ, λ, e, a, b. Ainsi ξ_1 se met sous la forme :

$$\xi_1 = \rho e^{-kt} \,.\, e^{i(ht+\varphi)}. \tag{2}$$

De même la seconde fonction $F_2(t) = e^{\overline{-k-ih}\cdot t}$ donnera :

$$\xi_2 = \rho e^{-kt} \,.\, e^{-i(ht+\varphi)},$$

en sorte que l'élongation définitive sera :

$$\xi = \frac{\xi_1 + \xi_2}{2} = \rho e^{-kt} \cos(ht + \varphi).$$

D'après cela, *dans tous les azimuts, le réseau donnera une vibration amortie identique à la vibration incidente.* Seulement le facteur d'amplitude ρ variera avec cet azimut.

La discussion de ce facteur n'est pas nécessaire. Il nous suffit de constater ce résultat que, si une lumière blanche était constituée par une vibration amortie, le réseau ne saurait donner que de la lumière blanche et non pas un spectre coloré.

8. — *Ma conclusion est celle-ci :* L'expérience montre que toute lumière blanche donne lieu à des spectres colorés. Si l'on admet la théorie ordinaire des réseaux, ce fait est incompatible avec l'hypothèse que la lumière blanche est due à une vibration amortie.

Addition. — Discussion de l'intensité

9. — La discussion de la valeur de ρ [n° 7, formules (1) et (2)], quoiqu'elle ne soit pas nécessaire à la conclusion de la présente note, offre cependant quelque intérêt. D'après ce qui précède, ρ est le module du facteur indépendant de t dans le second membre de la formule (1) (n° 7), laquelle donne la valeur de ξ_1. On a donc :

$$\rho = \text{mod.} \frac{V}{\sin\delta} \frac{1}{-k+ih} \left[e^{(k-ih)\alpha} - e^{(k-ih)\beta}\right] \times \frac{1 - e^{n(-k+ih)\varepsilon}}{1 - e^{(-k+ih)\varepsilon}}.$$

Comme dans le cas ordinaire d'une vibration simple, cette valeur de ρ est le produit de deux facteurs. Le premier représente l'action d'un des éléments du réseau ; le second, l'effet de leur nombre. C'est encore ce second facteur qu'il importe de discuter, savoir :

$$\rho_1 = \text{mod.} \frac{1 - e^{n(-k+ih)\varepsilon}}{1 - e^{(-k+ih)\varepsilon}} = \text{mod.} \frac{1 - e^{-nk\varepsilon}(\cos nh\varepsilon + i \sin nh\varepsilon)}{1 - e^{-k\varepsilon}(\cos h\varepsilon + i \sin h\varepsilon)},$$

ou son carré :

$$\rho_1^2 = \frac{1 - 2e^{-nk\varepsilon}\cos nh\varepsilon + e^{-2nk\varepsilon}}{1 - 2e^{-k\varepsilon}\cos h\varepsilon + e^{-2k\varepsilon}}, \qquad \left(\varepsilon = \frac{e \sin \delta}{V}\right).$$

Sur cette formule un fait ressort : dès que $k\varepsilon$ est un peu grand, la valeur de ρ_1^2 diffère peu de l'unité. L'effet du réseau, dans ce cas, ne peut être de donner des raies, mais de perdre de l'intensité en la répandant à peu près uniformément dans tous les azimuts. Seul subsiste le fort maximum correspondant à $\varepsilon = 0$ ($\delta = 0$).

Examinons le second cas extrême où le coefficient d'amortissement k est assez faible, $\frac{kc}{V}$ assez petit pour que son carré soit faible devant l'unité, $\frac{kc}{V} = \frac{1}{10}$, par exemple. Je mets ρ_1^2 sous la forme :

$$\rho_1^2 = \frac{e^{-nk\varepsilon}}{e^{-k\varepsilon}} \cdot \frac{\frac{1}{2}(e^{nk\varepsilon} + e^{-nk\varepsilon}) - \cos nh\varepsilon}{\frac{1}{2}(e^{k\varepsilon} + e^{-k\varepsilon}) - \cos h\varepsilon}.$$

La seconde fraction est celle qui doit attirer notre attention. Pour les valeurs de δ qui rendent $h\varepsilon$ égal à un nombre entier de fois 2π,

$$2\mu\pi = h\varepsilon = h\frac{e \sin \delta}{V}, \qquad \left(\sin \delta = \frac{\mu\lambda}{e}\right),$$

le dénominateur de la fraction prend la valeur $\frac{1}{2}(e^{k\varepsilon} + e^{-k\varepsilon}) - 1$, soit environ $k^2\varepsilon^2$, de l'ordre de $\frac{1}{100}$ dans l'exemple choisi.

On voit ainsi que le second facteur offre des maxima très marqués. Le spectroscope donnera des raies. Mais ces raies, ne l'oublions pas, sont de même nature, de la nature de la perturbation incidente. Si la lumière blanche était due à une vibration amortie, à faible amortissement, le spectroscope à réseau donnerait des raies monochromatiques blanches.

M. Gouy a fait une objection au calcul contenu dans cette note *Comptes Rendus*, 9 janvier 1900).

On trouvera ma réponse dans le même recueil (15 janvier 1900).

ABSORPTION DES RADIATIONS HERTZIENNES PAR LES LIQUIDES;

Par M. ÉDOUARD BRANLY.

Le rayonnement électrique traverse un grand nombre de substances opaques pour la lumière; la facilité avec laquelle le bois, les étoffes et même les murs ont souvent permis la transmission a pu faire supposer que la plupart des substances laisseraient passer les ondes hertziennes. Cependant les métaux donnent lieu à une absorption complète, s'ils n'offrent pas de fentes; une enveloppe métallique extrêmement mince suffit et même un grillage à mailles serrées. Des feuilles d'étain, de moins de 8 millièmes de millimètre d'épaisseur, opposent un obstacle absolu à des radiations définies par les conditions dans lesquelles les expériences ont été faites [1]. J'ai cherché comment ces *mêmes* radiations se comportaient par rapport à un certain nombre de liquides. Mes essais se rapportent à l'absorption exercée par des couches liquides de 20 centimètres d'épaisseur.

Le liquide exposé au rayonnement était contenu dans une caisse cubique de 60 centimètres de côté, dont la face supérieure restait ouverte; les parois du fond et de trois des faces latérales étaient en verre épais encadré dans une carcasse de zinc (peinte à l'extérieur et à l'intérieur); la quatrième face latérale consistait en une épaisse plaque de zinc M, offrant en son centre une ouverture carrée à rebords de 20 centimètres de côté, par laquelle on pénétrait dans une boîte en bois B, qui contenait le récepteur. Par le liquide versé dans la cuve (185 litres), la boîte centrale en bois B était entourée d'une couche de 20 centimètres d'épaisseur, sauf sur la face d'entrée, qui était hermétiquement close par un couvercle métallique C, assujetti par huit écrous *e* [2] (*fig.* 1).

Le producteur d'ondes était une bobine d'induction, dont les étincelles éclataient entre les deux boules d'un excitateur. Les difficultés matérielles m'ayant obligé à opérer dans un laboratoire restreint, j'ai dû faire usage de deux radiateurs : l'un faible, A, pour la comparaison de la transparence de l'air, de l'huile et de l'eau; l'autre, B, beaucoup plus actif pour la comparaison de la transparence de l'eau et des solutions salines.

---

[1] *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, séance du 4 juillet 1898; — *Journal de Physique*, janvier 1899.

[2] Cette cuve a été construite par M. Pellin.

A : bobine d'induction de 2 centimètres d'étincelle; excitateur à intervalle d'air, boules de l'excitateur distantes de $1^{mm},2$.

B : bobine d'induction de 20 centimètres d'étincelle; l'excitateur est l'excitateur de Righi à intervalle d'huile; c'est l'excitateur qui a servi dans les expériences faites avec les métaux, et il a été employé dans les mêmes conditions.

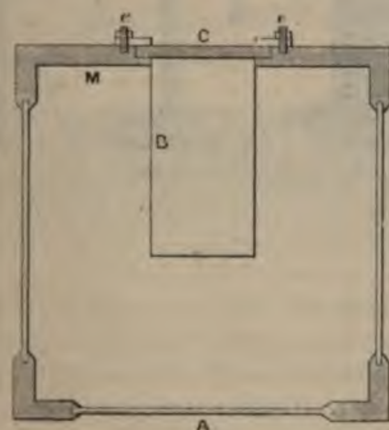


Fig. 1.

Le radiateur était disposé en face de la paroi de verre A opposée à la face métallique M.

Le récepteur introduit dans le réduit central B était un radioconducteur intercalé dans le circuit d'un élément Leclanché et d'un relais; le circuit secondaire du relais comprenait une sonnerie qui se faisait entendre, lorsque le rayonnement électrique déterminait l'accroissement de conductibilité du radioconducteur. Au bruit de la sonnerie, on ouvrait la porte métallique C, et, par un choc, on rétablissait la résistance du radioconducteur. On peut aussi opérer d'une façon plus simple, le radioconducteur V étant intercalé dans un circuit comprenant seulement un élément Leclanché P et une sonnerie S convenablement réglée (*fig.* 2).

Les expériences ont été faites avec un tube à limaille d'alliage d'or et de cuivre; le même tube a servi pour tous les essais, qui ont duré environ trois mois; sa sensibilité n'a pas varié sensiblement.

Les nombres que je vais citer désignent en mètres les distances limites auxquelles le radiateur cessait d'agir sur le tube à limaille

dans les diverses expériences, les distances étant comptées du radiateur à la paroi A.

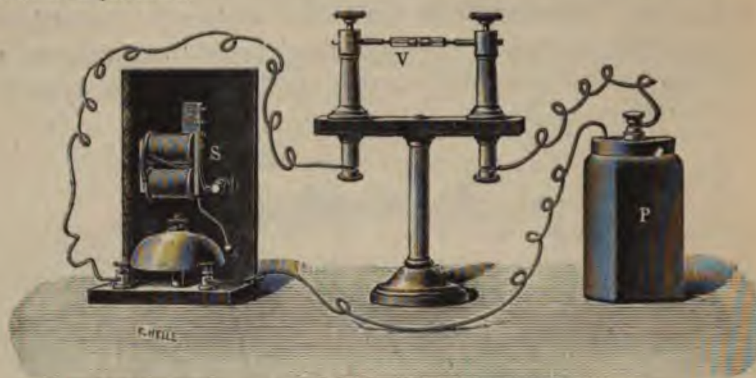


Fig. 2 [1].

Aux distances limites une seule étincelle ne suffisait pas pour faire fonctionner la sonnerie, il en fallait quelquefois de 10 à 15, et, à une distance un peu supérieure, tout effet cessait. En général, l'erreur probable n'atteignait pas 10 centimètres dans chaque groupe d'essais.

Radiateur A.

Air (cuve vide)...............	10^{m},30
Eau de la Vanne..............	2 ,20
Air..........................	9 ,50
Huile minérale (valvoline).....	10 ,50
Air..........................	9 ,50
Eau distillée..................	3 ,00
Eau de la Vanne..............	2 ,60

On voit, d'après ces nombres, que l'eau distillée et l'eau de source exercent une absorption bien supérieure à celle de l'air et de l'huile.

Dans les expériences qui suivent, où la comparaison est faite entre l'eau ordinaire et diverses solutions salines, acides, alcalines, le radiateur B a été seul employé.

Radiateur B.

Eau de la Vanne..............	9^{m},20

La même eau, soit colorée avec de la teinture de tournesol bleue

[1] Nous devons la figure 2 à l'obligeance de M. Poussielgue, éditeur du *Traité élémentaire de Physique* de M. Branly (2e édition, 1900).

ou rouge, soit amidonnée à froid (1 kilogramme d'amidon délayé dans l'eau), soit amidonnée à chaud (empois d'amidon avec 2 kilogrammes d'amidon) a fourni sensiblement la même distance limite 9 mètres à $9^m,50$.

Solutions de sel marin.

Eau de la Vanne	$9^m,50$
Eau salée (contenant 1 kilogramme de sel marin dans 185 litres)	0 ,30
Eau salée (2 kilogrammes de sel marin).	0

Le nombre **0** indique que le radiateur appliqué contre la paroi de verre A de la cuve ne produisait aucun effet.

L'eau de mer contiendrait, pour la capacité de la cuve, un poids de sel marin voisin de 5 kilogrammes; il résulte des nombres ci-dessus, relatifs à 1 kilogramme et 2 kilogrammes, qu'elle produirait une absorption complète sous une épaisseur notablement inférieure à 20 centimètres.

L'eau de mer doit donc arrêter les radiations hertziennes, au moins celles que j'ai employées ici, sous une faible épaisseur.

Mes premiers essais ayant été réalisés avec l'idée préconçue qu'il fallait de très fortes épaisseurs de solutions salines pour absorber les radiations électriques, j'avais tout d'abord opéré avec une solution très concentrée.

L'absorption était alors complète, et c'est en réduisant la quantité de sel à $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{8}$, etc., de la quantité primitive que j'étais arrivé à reconnaître que la masse de sel nécessaire était très faible.

Eau de la Vanne	10 mètres
Solution de sel marin (45 kilogrammes de sel marin)	0 —
Solution $\frac{1}{2}$ (1)	0 —
Solution $\frac{1}{4}$	0 —
Solution $\frac{1}{8}$	0 —
Solution $\frac{1}{16}$	0 —

(1) Solution obtenue en vidant la moitié du liquide de la cuve, en achevant de remplir avec de l'eau et en brassant la masse.

SUR LA LOI ÉLÉMENTAIRE DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME;

PAR M. C. RAVEAU.

1. Ampère a observé fort justement que les expériences qui ne portent que sur des circuits fermés ne peuvent pas nous faire connaître l'action qu'exerce un élément de courant sur un autre élément. Bien qu'il ait fait une remarque analogue au sujet de l'action d'un élément de courant sur un aimant, il a été, par la force des idées préconçues, ramené à considérer cette action comme bien déterminée. Cette circonstance explique peut-être pourquoi quelques physiciens ne semblent pas encore avoir d'opinion absolument fixe sur la question. Dans cette note, j'examine surtout les idées d'Ampère; les citations sont empruntées aux deux volumes de *Mémoires sur l'Électrodynamique*, publiés par M. Joubert dans la *Collection des Mémoires* originaux de la Société française de Physique; je désigne cet ouvrage par les lettres ME.

2. Biot et Savart ont cru déterminer l'action d'un fil rectiligne indéfini, c'est-à-dire d'une portion de courant, sur une aiguille aimantée; ils avaient eu soin de donner au « fil conjonctif... assez de longueur pour que ses extrémités, qu'il fallait recourber afin de les attacher aux pôles de l'appareil voltaïque, n'eussent sur l'aiguille, à cause de leur éloignement, qu'une action si faible qu'elle pût être impunément négligée » (1).

Laplace montra qu'on pouvait rendre compte des observations de Biot et Savart en admettant qu'un élément exerce sur un pôle une force inversement proportionnelle au carré de la distance (ME, I, p. 113). Biot déduisit ensuite de ses expériences sur les fils obliques « que l'action de chaque élément μ du fil oblique sur chaque molécule m de magnétisme austral ou boréal est réciproque au carré de sa distance μm à cette molécule et proportionnelle au sinus de l'angle $m\mu M$ formé par la distance μm avec la longueur du fil ». (ME, I, p. 117.)

3. Dans un *Mémoire sur l'application du calcul aux phénomènes électrodynamiques*, lu à l'Académie des Sciences, le 3 février 1823, F. Savary démontre que, de l'absence d'action d'un aimant fermé

(1) Biot, *Précis élémentaire de Physique*, 3e édit. (ME., I, p. 86.)

(Expérience de Gay-Lussac et Welter) ou d'une hélice fermée parcourue par un courant, on peut déduire, entre les deux constantes de la formule :

$$- ii' \frac{r^{1-k-n}}{1+k} \cdot \frac{d^2 r^{1+k}}{ds ds'} \cdot ds ds',$$

donnée par Ampère pour représenter l'action de deux éléments de courant, la relation $n + 1 = o$, laquelle, jointe à l'égalité $n - 1 + 2k = o$, déjà établie par Ampère, et à la condition que k doit être négatif, détermine sans ambiguïté les valeurs $n = 2$, $k = -\frac{1}{2}$. Savary calcule alors l'action d'un cylindre électrodynamique (solénoïde rectiligne) sur un élément de courant; si le cylindre est assez long, l'action se réduit à une force appliquée à l'élément dz, et dont la valeur est $\frac{\sin V dz}{r^2}$ · (ME, I, p. 354).

Dans une *Note relative au mémoire de M. Savary*, Ampère observe que, malgré la ressemblance des formules de Biot et de Savary (que l'on confond généralement aujourd'hui sous le nom de loi de Laplace), « la formule de M. Biot... n'est plus d'accord avec les calculs de M. Savary que pour la valeur et la direction de la force ; elle en diffère relativement au point où l'on doit concevoir que cette force est appliquée. Cette différence en produit une dans la valeur du moment de la rotation imprimée à un aimant par un élément de courant électrique autour d'un axe quelconque ; mais elle n'influe en rien sur celle du moment total produit par la réunion de tous les éléments d'un circuit solide fermé, parce que les termes qui en résultent disparaissent des intégrales définies par lesquelles cette dernière valeur est exprimée. » (ME, I, p. 383.)

Ampère est revenu avec détails sur ce point dans son grand *Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience*. L'expression de la véritable *force élémentaire* avait, à ses yeux, une grande importance ; aussi, après avoir observé que l'expérience de Biot, portant sur un circuit fermé, ne peut nous apprendre si le point d'application des forces est le pôle ou l'élément, entre-t-il dans d'autres considérations. L'expérience de Faraday, sur la rotation d'une portion de fil conducteur autour d'un aimant, montre que la force est appliquée au conducteur ; si l'on admet que l'action soit égale et opposée à la réaction,

la réaction d'un conducteur sur un pôle ne passe pas par le pôle. « Mais, ajoute Ampère, plusieurs physiciens imaginèrent alors de supposer que, dans l'action mutuelle d'un élément AB de fil conducteur et d'une molécule magnétique M, l'action et la réaction, quoique égales et dirigées en sens contraires, ne l'étaient pas suivant une même droite, mais suivant deux droites parallèles. » (ME, II, 136.) Les objections qu'adresse Ampère à cette manière de voir ne peuvent l'empêcher de reconnaître que, dans les trois hypothèses, l'action d'un circuit fermé est la même (p. 139).

4. Cependant Ampère considérait comme si nécessaire l'égalité de l'action et de la réaction qu'outre les objections de principe opposées à l'hypothèse contraire il a cru trouver dans l'expérience une preuve de cette égalité. Dans le dispositif de Faraday, où un aimant vertical flottant sur du mercure tourne autour d'une portion de courant également verticale, on sait que la rotation se produit aussi bien quand on recouvre l'aimant d'un vernis isolant que quand on laisse le courant le traverser. Ampère conclut de là « qu'il n'y a pas d'action exercée sur l'aimant par les portions de courants qui le traversent quand il n'est pas revêtu d'une enveloppe isolante, puisque le mouvement qui a lieu dans ce cas reste le même, lorsqu'on empêche les courants de traverser l'aimant, en le renfermant dans cette enveloppe. » (ME, II, p. 151.)

La seule conclusion légitime, c'est qu'en supprimant les courants qui passaient dans la masse de l'aimant on substitue à l'action qu'ils pouvaient exercer une action égale ; mais on ne prouve pas que cette action n'ait pas existé. Pour que cette preuve fût donnée, il faudrait que le seul changement fût la disparition des *portions* du courant situées à l'intérieur de l'aimant.

5. Si l'on veut reconnaître le bien fondé de la légère critique que j'adresse à un raisonnement d'Ampère, on tiendra pour établi que toutes les actions exercées par un courant sur un aimant peuvent se calculer au moins de deux façons, qui conduisent exactement au même résultat quand le courant est fermé.

Mais ces deux méthodes n'attribuent pas le même rôle à une partie déterminée du circuit; on pourra ainsi être conduit à des formes de langage très distinctes. Biot attribuait la rotation électromagnétique rappelée plus haut à l'action du courant central sur le pôle voisin; Ampère, au contraire, faisait intervenir les courants qui passent dans le mercure. Dans les livres modernes, on fait dépendre la rotation de

la section des lignes de force de l'aimant par le circuit conducteur.

Dans un mémoire récent, M. E. Lecher[1] observe qu'en adoptant cette manière de voir, si l'aimant est animé d'un mouvement de révolution autour du fil central, les éléments de ce fil ne jouent aucun rôle, puisqu'ils sont toujours rencontrés par les mêmes lignes de force. Il en conclut que l'explication de Biot est insoutenable. Ce qu'on peut dire seulement, à mon avis, c'est que, si l'on calcule la force exercée par un pôle sur un élément de courant, en exprimant que le travail de cette force est proportionnel au flux coupé par l'élément dans son déplacement et qu'ensuite on admette que la réaction de l'élément sur le pôle soit une force égale et opposée à l'action, on trouvera, en effet, que la force exercée par la partie verticale du courant est nulle[2].

Mais ce procédé de calcul ne s'impose pas; tant qu'il ne s'agit que de déterminer l'action résultante d'un circuit fermé sur un pôle, la loi élémentaire reste arbitraire en une certaine mesure et, suivant la forme qu'on adoptera, on pourra toujours considérer telle partie du circuit que l'on voudra comme fournissant le terme prépondérant[3]

NOTE SUR LES SPECTRES DES DÉCHARGES OSCILLANTES;

Par M. B. HASSELBERG.

Sous le titre ci-dessus, M. Hemsalech a publié, dans le numéro de décembre 1899 du *Journal de Physique* [4], quelques recherches concernant certains changements qui se produisent dans les spectres des métaux et des gaz par l'introduction d'une bobine de self-induction dans le circuit d'une bouteille de Leyde, placée en dérivation d'un appareil d'induction de Ruhmkorff. Ces changements se manifestent principalement par une simplification des spectres, de sorte que, d'un côté, les raies de l'air s'effacent plus ou moins complètement, de

---

[1] E. LECHER, *Ueber einen experimentellen und theoretischen Trugschluss in der Elektricitätslehre* (*Acad. de Vienne*, CVIII, 13 juillet 1899; *Ann. de Wiedemann*, t. LXIX, p. 781, décembre 1899). Voir plus bas, p. 166.

[2] On sait que cette méthode conduit précisément à la formule de Savary.

[3] J'ai développé, dans un article de *l'Eclairage électrique*, quelques observations relatives à des expériences instituées par M. Lecher, dans le but de confirmer ses vues.

[4] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 652; 1899.

l'autre, parmi les raies métalliques proprement dites, celles correspondantes à une température plus élevée de la décharge, se trouvent notablement affaiblies ou même tout à fait éteintes, tandis que les raies qui ne demandent qu'une température relativement faible de l'étincelle, restent à peu près sans altération. Dans certains cas, comme, par exemple, pour l'aluminium, l'introduction de la self-induction donne naissance au spectre de l'oxyde. C'est dans l'abaissement de la température de la décharge par la bobine de self-induction que l'auteur cherche la cause de ces phénomènes, et sans doute avec raison, vu que l'extra-courant, qui s'établit dans cette bobine dans le moment où commence le courant de décharge, étant de sens contraire à celui-ci, doit en prolonger la durée et, par conséquent, abaisser la température de l'étincelle. Ainsi le caractère oscillatoire de la décharge n'est pas la cause déterminante des transformations spectrales en question, ce qui est évident encore par la circonstance qu'on peut produire les mêmes changements du spectre en insérant dans le circuit de décharge un tube rempli d'eau ou une corde mouillée. Par ces moyens la décharge disruptive change de caractère et devient plus continue, ce qui entraîne un abaissement correspondant de la température.

Les phénomènes spectraux observés par M. Hemsalech sont bien connus des spectroscopistes. En effet Kirchhoff, dans ses recherches sur le spectre solaire et sur ceux des éléments chimiques, mentionne déjà les changements que subissent les spectres des métaux par l'introduction d'une corde mouillée dans le circuit induit, et de même M. Thalén, dans son admirable traité sur l'analyse spectrale, inséré dans l'*Annuaire de l'Université d'Upsal* pour 1866, donne de ces transformations des spectres une description très précise. Malheureusement, le traité de M. Thalén est écrit en suédois, ce qui peut expliquer qu'il ait échappé à l'attention de M. Hemsalech.

Par cette même raison, il paraît utile de donner ici une traduction de ce que dit à cet égard M. Thalén, d'autant plus que la méthode employée par M. Hemsalech, à savoir l'introduction d'une bobine de self-induction dans le circuit induit, se trouve mentionnée déjà à cette époque reculée.

M. Thalén dit (p. 23) : « Le fait que les spectres des oxydes « s'obtiennent à l'aide de l'étincelle condensée seulement dans des « cas exceptionnels, comme pour l'aluminium, nous semble devoir « être attribué au grand pouvoir que possède l'électricité sous cette

« forme de dissocier les corps composés, chose bien connue déjà
« auparavant par d'autres expériences que les recherches spectros-
« copiques. Par un prolongement de la durée de l'étincelle, ce qui
« s'obtient en insérant dans le circuit de décharge une corde mouil-
« lée, un tube rempli d'eau, *ou bien en faisant passer le courant de*
« *décharge par un électro-aimant à noyau de fer puissant* (¹), les lois
« de la décharge se modifiant, la température de l'étincelle, de même
« que le pouvoir dissociant du courant de décharge, subit une réduc-
« tion considérable, et les spectres que donnent dans ces circons-
« tances les chlorites des métaux alcalino-terreux, s'accordent
« parfaitement avec ceux que donnent ces sels dans la flamme. Si la
« longueur de la corde ou du tube est trop courte, on voit encore
« un petit nombre de raies du métal, d'où il suit qu'en variant con-
« venablement cette longueur on peut obtenir le spectre du métal
« ou bien celui de l'oxyde *ad libitum*. »

On voit par cet extrait que l'essentiel de la recherche de M. Hemsalech est connu depuis longtemps. Cependant cette question mérite certainement une étude plus approfondie; mais, dans ce but, il faut employer des moyens spectroscopiques bien plus puissants que ceux dont s'est servi jusqu'ici l'auteur.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXIX, nᵒˢ 11 et 12; 1899.

A. HEYDWEILLER. — Ueber bewegte Körper in elektrischen Felde und über die elektrische Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft (Sur les corps en mouvement dans un champ électrique et sur la conductibilité électrique de l'air atmosphérique). — P. 531.

L'auteur décrit des observations relatives aux actions qui prennent naissance du fait du mouvement d'un corps par rapport à un champ électrique.

De l'air, dont la pression a varié de 760 à quelques millimètres, placé dans un tube de verre, subit une impulsion quand on produit un champ électrique, d'où un mouvement qu'on peut amplifier beaucoup en supprimant et rétablissant le champ périodiquement; un

(¹) Souligné par l'auteur de cette note.

disque conducteur ou non (cuivre, ébonite), suspendu dans l'air, est mis, suivant l'intensité du champ, en oscillation ou en mouvement de rotation.

Pour des pressions faibles (de 5 millimètres à $\frac{1}{10}$ de millimètre) de l'air, de petits mouvements de celui-ci se trouvent amplifiés dans un champ constant, et les disques suspendus s'écartent de leur position d'équilibre.

Dans un champ électrique tournant s'exercent sur les conducteurs des forces qui peuvent être accélératrices ou retardatrices, sur les diélectriques des forces qui sont toujours retardatrices.

La théorie permet de déduire des faits observés, la conductivité du verre et de l'air; celle du verre a été trouvée de 2.10^{-26} unités électromagnétiques C.G.S. Celle de l'air dépend de l'intensité du champ et de la pression de l'air. Elle croît avec le champ; elle croît d'abord quand la pression décroît, jusqu'à un maximum qui correspond à une pression d'environ $\frac{5}{1.000}$ de millimètre de mercure, et qui d'ailleurs dépend vraisemblablement du volume du vase contenant l'air.

Pour des pressions supérieures à 5 millimètres et des champs pas trop intenses, la conductivité de l'air est inférieure à celle du verre, donnée plus haut. Elle atteint ensuite cette valeur et devient ensuite de l'ordre de 10^{-23} C.G.S.

Les observations sont d'accord avec l'hypothèse de la conductibilité électrolytique de l'air, le degré de dissociation devant être supposé très faible.

Il semble que des actions de ce genre puissent influer sur le mouvement de certains corps célestes.

Ch. Maurain.

H. RUBENS. — Ueber die Reststrahlen des Flusspaths (Sur les « reststrahlen » du spath-fluor) (1). — P. 576-588.

M. Rubens avait déjà étudié, avec E. Nichols, les « Reststrahlen » du spath-fluor, c'est-à-dire les rayons obtenus par plusieurs réflexions successives sur des miroirs de cette substance. Il reprend aujour-

(1) On pourrait traduire « rayons résiduels ». (R.)

d'hui cette étude, en utilisant sa nouvelle pile thermo-électrique (1), qui est préférable au bolomètre et au radiomètre antérieurement employés. La technique est la même que dans les recherches analogues sur le sel gemme et la sylvine.

Il met ainsi en évidence *deux* maxima du pouvoir réflecteur : l'un d'eux, vers $\lambda = 24\ \mu$, l'autre vers $\lambda = 32\ \mu$. Ce dernier n'était pas encore connu, les radiations correspondantes ne traversant pas le chlorure d'argent qui fermait la fenêtre du radiomètre.

Sur les courbes représentant les impulsions observées au galvanomètre, dans les diverses régions du spectre, ce second maximum est moins *élevé* que l'autre ; et il est très peu marqué lorsque le nombre des réflexions est faible. Cela tient à la répartition des intensités dans le spectre de la source. Les résultats obtenus en faisant croître le nombre des réflexions (de deux à six) montrent en effet que le pouvoir réflecteur est, en réalité, plus considérable vers $32\ \mu$ que vers $24\ \mu$, dans le rapport 1,2 environ (valeurs indiquées, respectivement 0,90 et 0,75).

M. Rubens examine, en tenant compte de l'existence de ce second maximum, des recherches antérieures sur le spath-fluor. La formule de Ketteler Helmholtz, appliquée aux mesures de dispersion de Paschen, indiquait un maximum d'absorption aux environs de $30\ \mu$, ce qui est bien d'accord avec la place et l'intensité relative de ces deux bandes de réflexion métallique.

En revanche, la formule de Wien, pour l'émission des corps *noirs*, ne représenterait l'émission dans cette région du spath que si l'on changeait la valeur des constantes. C'est ce qui résulte, d'après l'auteur, d'un travail de M. Beckmann sur l'émission des « Reststrahlen » du spath-fluor par les corps noirs à diverses températures.

La source, dans ces expériences de M. Rubens, est toujours un bec Auër privé de sa cheminée de verre. Elle présente l'avantage d'être *relativement* très riche en ces radiations infra-rouges de grande longueur d'onde qu'il s'agit d'étudier. Un corps « noir », à la même température que le manchon, enverrait beaucoup plus de radiations parasites de longueurs d'onde plus courtes.

A. Cotton.

(1) Rubens, *Zeitschrift f. Instrumentenkunden*, 18, p. 65 ; 1898.

S. SIMON. — Ueber das Verhältniss der elektrischen Ladung zur Masse der Kathodenstrahlen (Sur le rapport de la charge électrique à la masse de matière dans les rayons cathodiques). — P. 589.

Travail expérimental très soigné, entrepris sous la direction de Kauffmann, pour déduire le rapport $\frac{\varepsilon}{m}$ de la mesure de la déviation d'un faisceau cathodique par un champ magnétique connu. La méthode a déjà été appliquée par J.-J. Thomson[1] et par Kauffmann[2]. M. Simon s'entoure de précautions minutieuses pour la mesure de la déviation et pour celle de champ. Il arrive, comme résultat de trois séries de mesures très concordantes au nombre

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,865 \cdot 10^7 \text{C. G. S.}$$

C. HEINKE. — Zur Messung elektrischer Grössen bei periodisch veränderlichen Strömen (Sur les mesures électriques relatives à l'emploi de courants d'intensité variable). — P. 612.

Considérations sur l'emploi des différents procédés de mesure (intensité moyenne, intensité efficace, etc.), lorsque la quantité électrique varie périodiquement, en particulier lorsqu'elle varie *par ondes*, comme dans l'interrupteur Wehnelt, la mesure de la dépense réelle dans le cas général ne peut résulter d'une mesure de courant et d'une mesure de tension séparées, mais exige un wattmètre spécial, ou bien doit être déterminée par le calorimètre.

Ch. MAURAIN.

R. KŒNIG. — Ueber die höchsten hörbaren und unhörbaren Töne von $c^5 = 4.096$ Schwingungen ($ut_7 = 8.192$ v. s), bis über f^9 (fa_{11}) zu 90.000 Schwingungen (180.000 v. s.), nebst Bemerkungen über die Stosstöne ihrer Intervalle, und die durch sie erzeugten Kundt'schen Staubfiguren (Sur les sons très aigus perceptibles ou non, compris depuis c^5 ($ut_7 = 8.192$ vibrations simples) jusqu'au-delà de f ($fa_{11} = 180.000$ vibrations simples). Remarques sur leurs sons de battements et sur les figures qu'ils produisent dans les tubes à poussière de Kundt). — N° 11, p. 626-660 ; et n° 12, p. 731-738.

1° M. Kœnig étend à des sons très aigus ses recherches antérieures sur les *sons de battements*, qui résultent, comme on sait[3], de la

[1] *J. de Phys.*, VII, 41 ; 1898.
[2] *J. de Phys.*, VII, 177 ; 1898.
[3] Voir KŒNIG, *Quelques Expériences d'acoustique*, p. 90.

superposition de deux sons distincts. M. Kœnig entend encore ces sons de battements, lorsqu'il associe convenablement deux sons très aigus, dépassant la limite même des sons perceptibles à son oreille. Mais les deux sons composants ne doivent pas être de hauteurs trop différentes; l'intervalle qui peut exister entre eux devient de plus en plus petit, quand les sons deviennent très aigus, et finalement ne peut guère dépasser un ton.

En s'aidant particulièrement des sons de battements de première espèce (sons de *différence*, dont la hauteur est égale à la différence des hauteurs des deux composants), il a réussi à accorder à l'oreille une série de diapasons, de sa construction, donnant une suite comprise entre c^5 et fis^7 (ut_7 et $fa\sharp_9$).

2° M. Kœnig a pu contrôler ces résultats et étudier des vibrations à plus courte période encore, par une méthode objective : le dessin, d'après le procédé de Kundt, de lignes nodales dans de la poussière placée dans un tube voisin d'une des branches du diapason. On peut ainsi déterminer avec précision les sons allant de c^5 (ut_7) jusqu'au-delà de f^9 (fa). Le diapason le plus *aigu* faisait 90.000 vibrations doubles par seconde.

Quelques précautions sont alors nécessaires pour réussir, dans ces conditions, l'expérience de Kundt. Il faut de la poussière de liège très fine, passée dans des tamis à mailles de plus en plus étroites; surtout il faut choisir convenablement les dimensions du tube.

3° Des *verges* cylindriques d'acier, convenablement suspendues, et vibrant *transversalement*, conviennent bien pour produire ces sons très aigus. Elles donnent des sons à peu près aussi intenses que les diapasons, et les vibrations, au-delà de la limite des sons perceptibles, peuvent encore être mises en évidence.

La loi des longueurs $L\sqrt{N} = L'\sqrt{N'}$ ne s'applique pas rigoureusement; elle conduit, pour ces sons très aigus, à construire des verges qu'il faut raccourcir un peu pour obtenir le son cherché.

Les vibrations *longitudinales* des mêmes instruments ne s'obtiennent que difficilement, à l'aide d'un choc, et sont toujours accompagnées par les autres. M. Kœnig a pu cependant observer, dans quelques cas, les sons correspondants.

4° Les *plaques* de petites dimensions donnent des sons dont la hauteur dépend beaucoup de l'amplitude et de la façon dont elles sont fixées. Elles ne peuvent servir pour déterminer la hauteur des sons perceptibles; mais elles aussi peuvent servir à montrer, par le

dessin des lignes nodales, l'existence de vibrations trop rapides pour affecter l'oreille. On peut même se contenter, pour cette expérience, d'une pièce de 50 centimes, fixée en deux points diamétralement opposés de la tranche, à l'aide de deux vis à pointe mousse et mise en vibration par un archet (p. 629).

Parmi les figures de Chladni, observées avec ces petites plaques, l'auteur en signale une nouvelle, caractérisée par une seule nodale.

5° Les *sifflets* (de c^5 à g^6) donnent des sons qui dépendent beaucoup de la force du vent. Les *cordes* et les *menbranes* ne peuvent servir pour obtenir les sons très aigus. Pour les produire, — et encore avec une intensité très variable, — avec une sirène, il ne suffit pas que le disque soit convenablement disposé et tourne assez vite; il faut en outre un courant d'air très puissant pour qu'il puisse traverser les trous.

A. Cotton.

C. CHRISTIANSEN. — Experimentaluntersuchungen über den Ursprung der Berührungselektricität (Recherches expérimentales sur l'origine de l'électricité de contact). — P. 661-672.

M. Christiansen revient d'abord sur les résultats d'expériences antérieures dont on a rendu compte ici [1], ainsi que des observations de M. Pellat et de M. Wesendonck, auxquelles ont donné lieu ses précédentes conclusions.

Ces expériences consistaient à faire couler du mercure, d'abord, puis ensuite un amalgame liquide en un jet mince se résolvant en gouttes à l'intérieur d'un cylindre creux formé du métal qui entre dans l'amalgame. La déviation d'un électromètre fait connaître la différence de potentiel (apparente) du métal, d'une part, et du mercure ou de l'amalgame, d'autre part. Cette différence dépend de la nature de l'atmosphère gazeuse; mais, avec des gaz inertes (H, Hz, CO^2, Az^2O), elle est la même pour un jet de mercure et pour un jet d'amalgame.

Interprétant ce fait, en admettant que ces gaz n'obéissent pas à la loi des tensions, M. Christiansen conclut que la différence entre le mercure et un amalgame de l'un des métaux, Zn, Cd, Sn, Pb, est nulle [2].

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 380; 1897.

(2) Il s'agit évidemment ici de la différence apparente. Malgré les critiques de M. Pellat et de M. Wesendonck, l'auteur néglige, cette fois encore, de faire une distinction qui s'impose cependant, dans cette question, entre la différence vraie et la différence apparente.

Dans une atmosphère d'oxygène, la différence n'a pas la même valeur pour le jet de mercure et le jet d'amalgame. M. Christiansen explique le rôle particulier de l'oxygène en invoquant l'influence de la polarisation, qui s'établirait très rapidement dans ce gaz, tandis qu'elle serait très lente dans les gaz inertes.

Les expériences sont d'ailleurs assez difficiles dans l'oxygène ; des traces d'humidité suffisent pour altérer complètement les résultats. Dans de l'oxygène aussi sec que possible, un jet d'amalgame se recouvre très vite d'une mince couche d'oxyde qui le protège contre une oxydation ultérieure ; en même temps cette pellicule d'oxyde, en apparence solide, retarde la résolution en gouttes, allonge le jet. Dans l'oxygène humide, au contraire, il se forme un hydrate ; l'action pénètre toujours davantage dans la masse, et le jet reste court.

C'est pourquoi M. Christiansen a imaginé un nouveau procédé permettant de déterminer directement la différence entre le mercure et un amalgame. Il fait écouler une douzaine de jets *longs* d'amalgame, répartis suivant les génératrices d'un cylindre et assez rapprochés pour jouer, à peu de chose près, le même rôle d'écran qu'un cylindre creux d'amalgame. Suivant l'axe de ce cylindre s'écoule du mercure qui se résout rapidement en gouttes. L'appareil est traversé par un courant d'oxygène.

On constate que, tant que l'oxygène est humide, l'amalgame est positif par rapport au mercure. L'oxygène étant de plus en plus sec, la différence baisse et change de sens ; l'amalgame devient négatif quand l'oxygène ne contient plus que très peu de vapeur d'eau. Voici les nombres obtenus :

	Dans l'oxygène humide	Dans l'oxygène sec
Mg | Hg	+ 1,18 volt	— 0,98
Zn | Hg	+ 0,88	— 0,76
Cd | Hg	+ 0,88	— 0,41
Pb | Hg	+ 0,62	— 0,07

H. Bagard.

ESTHER et GEITEL. — Ueber die Einwirkung von Becquerel-strahlen auf elektrische Funken und Büschel (Action des rayons de Becquerel sur les étincelles et les aigrettes). — P. 673-675.

Le voisinage d'une préparation radio-active, devant un excitateur à pointe et un disque plan, transforme la décharge par étincelle ou aigrette en décharge par effluve (*Glimmentladung*). L'action reste

sensible jusqu'à plus de 1 mètre de distance, La nature des pôles de l'excitateur est indifférente.

C. BENDER. — Brechungsexponenten reines Wassers und normaler Salzlösungen [Indices de l'eau pure et de solutions salines normales (Suite d'un précédent travail)]. — P. 676-678.

Les résultats de l'auteur sont exprimés, pour chacune des trois raies H_α, H_β, H_γ, de l'hydrogène (C, F, *f*), par des expressions de la forme :

$$n = A - Bt - Ct^2.$$

Il y a pour chaque raie deux formules, l'une convenant de 10° à 40°, l'autre de 40° à 70°. A. Cotton.

Max TŒPLER. — Verhalten des Büschellichtbogens in Magnetfelde (Action d'un champ magnétique sur les aigrettes). — P. 681.

Les aigrettes (négatives) sont produites entre une plaque d'ardoise, reliée au pôle positif d'une machine électrostatique, et une pointe de laiton, reliée au pôle négatif; la pointe est placée perpendiculairement à la plaque, entre les pôles d'un électro-aimant en fer à cheval. La forme des aigrettes est étudiée par la photographie. Les aigrettes sont déviées par le champ dans le sens indiqué par la loi de l'action d'un champ magnétique sur un élément de courant. Les couches rougeâtres de l'aigrette sont ramenées vers la cathode et y deviennent plus denses que lorsque le champ n'existe pas. Lorsque le champ est très intense, ces couches sont déformées ; il se forme des bandes obscures coupant obliquement les aigrettes.

Ch. Maurain.

C. DIETERICI. — Ueber den kritischen Zustand (Sur l'état critique). — P. 685-705.

La formule de Van der Waals, prise sous sa forme ordinaire, ne donne pas, au point de vue de la grandeur du volume critique, des résultats en accord avec les observations; en effet, si on calcule [en faisant l'hypothèse que la pression de cohésion $\varpi = \frac{a}{v^2}$ (formule de Van der Waals)] le volume spécifique v_x au point critique, et si on compare cette valeur à ce même volume v_0 calculé par la loi de Mariotte, on trouve :

$$\frac{v_0}{v_x} = 2,67.$$

Or, d'après l'expérience, ce nombre est supérieur ou égal à 3,7.

H.-A. Lorentz, Van der Waals lui-même, Jäger et Boltzmann ont proposé de remplacer la formule ordinaire de Van der Waals par la suivante :

$$p = \mathrm{R}\theta \frac{1}{v}\left[1 + \frac{b}{v} + \alpha_1\left(\frac{b}{v}\right)^2\right] - \varpi.$$

En posant :

$$\varpi = \frac{a}{v^2}, \qquad \alpha_1 = \frac{5}{8} \text{ (Valeur de Boltzmann)},$$

$$\alpha_1 = \frac{17}{32} \text{ (Valeur de Van der Waals)},$$

l'auteur trouve, pour le rapport précédent, un nombre voisin de 3.

Mais, en reprenant la formule initiale de Van der Waals et en y posant :

$$\varpi = \frac{a}{v^{\frac{5}{3}}},$$

l'auteur trouve, pour le rapport précédent, la valeur 3,75, qui se rapproche beaucoup des valeurs expérimentales trouvées notamment par Ramsay et Young. L'auteur termine son mémoire en justifiant l'hypothèse précédente par la théorie cinétique des gaz.

L. Marchis.

W. VOIGT. — Ueber Hrn. Liebenow's thermodynamische Theorie der Thermoelektricität (Sur la théorie thermodynamique de la thermo-électricité de M. Liebenow). — P. 706-717.

On a donné dans ce journal [1] une analyse étendue d'un mémoire récent dans lequel M. Liebenow développait une théorie des phénomènes thermo-électriques, en général. Cette théorie est évidemment très contestable, puisqu'elle repose sur des hypothèses absolument gratuites, qui semblent faites en vue d'un résultat à atteindre par le cacul.

M. Voigt, à qui l'on doit une théorie générale des relations entre l'électricité et la chaleur, établie sur les seuls faits reconnus en thermodynamique, exprime, dans le mémoire actuel, des doutes sur la légitimité des hypothèses de la théorie de Liebenow. Voici d'abord quelques-uns des points de cette théorie, qui s'exposaient trop naturellement aux critiques de M. Voigt :

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, 566 ; 1899.

M. Liebenow édifie le phénomène réel par parties, en supposant une existence indépendante à deux phénomènes qui coexistent toujours, à savoir la production d'un courant électrique par un courant calorifique et l'entraînement de la chaleur par le courant électrique; de plus il traite la conduction calorifique comme un phénomène réversible. Enfin sa théorie laisse indéterminée la direction de la force électromotrice thermoélectrique, et c'est à l'expérience qu'il s'adresse pour adopter, suivant les cas, le signe + ou le signe —.

La partie la plus intéressante du mémoire de M. Voigt est celle où il cherche une explication de la concordance frappante (quant à l'ordre de grandeur, au moins) entre les formules de M. Liebenow et les résultats de l'expérience. Il s'appuie, pour cela, sur sa propre théorie et en tire des *conséquences* qui coïncident précisément avec les *hypothèses* de M. Liebenow (existence de forces électromotrices dues aux différences de température et transport apparent de chaleur par le courant électrique). Ainsi, les formules auxquelles aboutissent les calculs contestés de M. Liebenow découleraient d'une théorie acceptable, fondée sur la thermodynamique pure.

D'autre part, M. Voigt partage l'idée de M. Liebenow que, dans les diélectriques, une chute de température donne naissance à une force électromotrice. Mais ce n'est pas par là, à son avis, qu'on pourrait expliquer, comme l'a essayé M. Liebenow, la pyro-électricité des cristaux; car, dans la tourmaline, par exemple, la polarisation est produite par un échauffement uniforme, et c'est la dissymétrie du cristal qui détermine la direction du moment électrique, et non seulement le sens d'une chute de température.

Enfin il y a lieu de douter que l'électrisation de frottement soit due à une chute de température établie par le frottement dans le voisinage de la surface frottée, et l'expérience montre qu'un métal, frotté contre un diélectrique ne devient pas toujours positif, comme le voudrait la théorie de M. Liebenow. H. Bagard.

E. WIECHERT. — Experimentelle Untersuchuugen über die Geschwindigkeit und die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen (Recherches expérimentales sur la vitesse des rayons cathodiques et leur déviation sous l'influence d'un champ magnétique). — P. 739-766.

Qu'on imagine un tube à cathode concave, soumis au champ magnétique d'une spirale longitudinale, traversée par un courant alternatif. Le faisceau convergent des rayons cathodiques, alors

animé d'un mouvement pendulaire transversal, ne paraît visible que dans les positions d'écart maximum. Un aimant en fer à cheval ramène l'une de ces parties extrêmes du faisceau sur une fente étroite, placée dans l'axe du tube.

Le faisceau est ensuite soumis à l'action d'une seconde spirale, identique à la première, mais que l'on peut éloigner plus ou moins. Les changements de sens dans la nouvelle déviation observée permettent de mesurer le chemin parcouru par les rayons cathodiques pendant un quart de période du courant alternatif des spirales.

L'auteur a pu pousser ses expériences assez loin pour observer les deux premiers points neutres. Il en déduisait pour v une valeur comprise entre 0,13V et 0,16V (V désignant la vitesse de la lumière) [1].

F. Carré.

G. TAMMANN. — Ueber die Abhängigkeit des elektrischen Leitvermögens vom Druck (Relation entre la conductibilité électrique et la pression). — P. 767-781.

Mesure des résistances, par la méthode de Kohlrausch, sur des dissolutions d'acide acétique et des dissolutions de sel marin. Sous un accroissement continu de pression, les premières subissent une diminution continue de résistance; les secondes accusent, au contraire, un minimum très net.

Les résultats numériques, interprétés dans la théorie de la dissociation électrolytique, permettent de conclure que : *Les isothermes des coefficients de frottement des ions se confondent avec les isothermes de viscosité du dissolvant.*

F. Carré.

---

[1] J.-J. Thomson avait indiqué, dans un de ses récents mémoires, des nombres de cet ordre de grandeur pour la vitesse des rayons cathodiques (Voir un mémoire analysée précédemment, *J. de Phys.*, VII, p. 44; 1898. — Une faute d'impression, dans cette analyse, avait fait écrire 10^{-9} au lieu de $10^{9} \frac{cm}{sec}$). Le mémoire original de Thomson (*Philos. Magaz.*, t. XLIV, p. 293; 1897) montre quelle causes d'erreur avaient précédemment conduit à des nombres beaucoup moindres, et de l'ordre de 200 kilomètres par seconde.

ERNST LECHER. — Ueber einen experimentellen und theoretischen Trugschluss in der Elektricitätslehre (Un paradoxe expérimental et théorique en électricité). — P. 781-788.

M. Lecher ne pense pas que, pour expliquer l'expérience de Faraday dans laquelle un pôle d'aimant tourne autour d'un fil vertical, on puisse admettre, avec Biot, que c'est l'action de ce fil sur le pôle qui détermine le mouvement. Dans un article qu'on lira plus haut[1], j'ai rappelé les raisons qui établissent, à mon avis, que l'explication de Biot est acceptable sans être nécessaire. Les expériences que M. Lecher interprète en faveur de ses idées ne peuvent servir à trancher la question, puisqu'elles ne portent, comme toutes celles qu'on a faites jusqu'ici, que sur un courant fermé.

C. RAVEAU.

EDUARD RIECKE. — Ueber die Vertheilung von freier Elektricität an der Oberfläche einer Crookes'schen Röhre (Distribution de l'électricité libre à la surface d'un tube de Crookes). — P. 788-801.

Application de la méthode des figures de Lichtenberg à l'étude de la distribution de l'électricité statique à la surface des tubes de Crookes.

K. MACK. — Nachweis der in den Glasthränen vorhandenen inneren Spannungen mit Hülfe des polariristen Lichtes, ein Vorlesungsversuch (Preuve de l'existence de tensions intérieures dans les larmes de verre, ces tensions étant mises en évidence au moyen de la lumière polarisée : une expérience de cours). — P. 801-833.

Pour projeter les phénomènes présentés par les larmes bataviques en lumière polarisée, l'auteur plonge la larme dans une petite cuvette en verre à faces parallèles, qui a été remplie d'huile de cèdre, qui a sensiblement le même indice de réfraction que le verre de la larme. Au lieu d'huile de cèdre, on peut employer un mélange convenable de sulfure de carbone et d'éther ordinaire ou une dissolution très concentrée d'hydrate de chloral dans la glycérine.

L. MARCHIS.

---

[1] *J. de Phys.*, ce vol. p. 150.

K. WESENDONCK. — Zur Thermodynamik (Contribution à la Thermodynamique). — P. 809-833.

Étude historique et critique sur l'inégalité fondamentale de Clausius. L'auteur passe en revue les opinions qui ont été formulées par les divers auteurs qui ont écrit sur la thermodynamique. *Cet article contient une bibliographie très soignée et des plus importantes sur cette question.*

L. MARCHIS.

F. GIESEL. — Ueber die Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen im magnetischen Felde (Sur la déviation des rayons Becquerel dans le champ magnétique). — P. 834-836.

Il y a peu de temps, Elster et Geitel ont montré que la conductibilité de l'air très raréfié, produite par les rayons Becquerel, était diminuée par l'action d'un champ magnétique.

Comme cette action pourrait être attribuée à une déviation des rayons par le champ magnétique, l'auteur a d'abord fait tomber sur un écran phosphorescent des rayons émanés du vide et traversant un champ magnétique; l'expérience a été négative. Dans une autre expérience, en plaçant une préparation de polonium entre les mâchoires d'un électro-aimant et en considérant les phénomènes obtenus sur un écran phosphorescent, l'auteur a obtenu, en actionnant l'électro-aimant, des apparences analogues à celles que présentent les comètes; les rayons se sont étalés comme s'ils avaient été déviés.

L. MARCHIS.

J. ZENNECK. — Eine Méthode zur Demonstration, und Photographie von Stromcurven (Méthode pour photographier ou montrer à un auditoire les courbes de courant). — P. 838.

Le principe de cette méthode est le même que celui de la méthode de Braun[1], qui consiste à produire la déviation d'une tache de fluorescence due aux rayons cathodiques, au moyen du champ d'une bobine parcourue par le courant alternatif, et à observer ce mouve-

---

(1) F. BRAUN, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 552; 1897; et *Elektrot. Zeitschrift*, t. XIX, p. 204; 1898.

ment au moyen d'un miroir tournant. L'auteur modifie cette méthode de la manière suivante : La déviation des rayons cathodiques est produite par les champs à angle droit de deux paires de bobines, l'une parcourue par le courant alternatif à étudier, l'autre par un courant d'intensité proportionnelle au temps. Ce dernier courant s'obtient ainsi : Une des extrémités de la bobine est reliée à un point fixe du circuit d'une pile, et l'autre à un point dont la distance au premier, sur ce circuit, est proportionnelle au temps ; on obtient ce résultat au moyen d'un balai frottant sur un conducteur placé au pourtour d'un disque, lequel est mis en mouvement de rotation par la machine même qui produit le courant alternatif. Ainsi le courant proportionnel au temps est produit avec la même période que le courant alternatif, de sorte que, par la persistance des impressions lumineuses, la courbe décrite par la tache fluorescente est vue entièrement fixe. On peut la photographier.

L'auteur a appliqué sa méthode à l'étude du courant d'une machine de l'A. E. G., et aussi à l'étude des courbes d'hystérésis : pour cela un courant alternatif est divisé en deux parties dont l'une passe dans une des paires de bobines, et l'autre dans l'autre couple de bobines, dans lesquelles on a placé un faisceau de fils de fer. Enfin, avec quelques modifications, il a pu étudier les extra-courants produits dans le secondaire d'une *bobine d'induction*.

Ch. MAURAIN.

J. ZENNECK. — Ermittelung der Oberschwingungen eines Drehstromes (Etude des périodes supérieures dans un courant alternatif). — P. 854.

Supposons que la courbe du courant ne comporte qu'un seul harmonique, c'est-à-dire soit de la forme :

$$i = A \sin \omega t + B \sin n\omega t.$$

On envoie le même courant, avec une différence de phase de $\frac{1}{4}$ de période, dans deux paires de bobines à angle droit, créant ainsi une sorte de champ tournant, dans lequel on place un tube de Braun (voir l'article précédent). Les abscisses et ordonnées du déplacement de la tache fluorescente sont de la forme :

$$x = a \sin \omega t + b \sin n\omega t,$$
$$y = a \cos \omega t + b \cos n\omega t;$$

d'où l'équation suivante, pour la courbe décrite :

$$x^2 + y^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos(n-1)\omega t.$$

Si b est petit par rapport à a, on peut représenter le rayon vecteur par :

$$r = \sqrt{n^2 + y^2} = a + b \cos(n-1)\omega t,$$

et l'angle polaire par $\varphi = \text{arc tang} \frac{x}{y} = \text{approximat. } \omega t.$

D'ailleurs :

$$\frac{b}{a} = \frac{B}{A}.$$

Ainsi la courbe se compose de $n - 1$ ondulations autour d'une circonférence de rayon a, l'amplitude de ces ondulations étant b; ces deux quantités peuvent être déterminées sur la photographie. On obtient ainsi l'amplitude de l'harmonique par rapport à la période principale.

Le courant d'un alternateur, ainsi étudié, a donné une courbe à 8 ondulations, qui indiquait pour son équation la forme :

$$i = A\left[\sin \omega t - \frac{1}{36} \sin 9\omega t\right];$$

quand il y a plusieurs harmoniques, parmi lesquels aucun ne l'emporte nettement, l'interprétation de la forme de la courbe lumineuse est moins simple, mais donne cependant encore des renseignements.

Ch. MAURAIN.

J. ZENNECK. — Die Transformation eines Wechselstromes auf doppelte Wechselzahl mit Hülfe eines ruhenden Transformators (Transformation d'un courant alternatif en un courant de fréquence double). — P. 858.

Sur un noyau de fer en forme de tore sont enroulées trois bobines; deux d'entre elles sont en dérivation sur le circuit du courant alternatif à transformer; mais, dans chaque branche de la dérivation, se trouve une pile de Trœtz [1], de sens inverse dans les deux branches. Si on suppose que la pile ne laisse passer qu'un courant de sens déterminé, pendant une demi-période, le courant sera nul dans l'une des dérivations, et d'un certain sens dans l'autre; pendant

[1] TRŒTZ, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 226 ; 1897.

la demi-période suivante, ce sera l'inverse, de sorte qu'une période de la courbe d'induction dans le transformateur se composera de deux moitiés de sinusoïde tournées du même côté ; en somme, il se produira pendant une période du courant deux maximum d'induction, au lieu d'un maximum et d'un minimum. Le courant induit qui naîtra dans la troisième bobine sera donc de fréquence double de celle du premier.

C'est ce que l'auteur vérifie au moyen de l'appareil décrit plus haut.

Ch. Maurain.

WEHNELT und DONATH. — Photographische Darstellung von Strom-und Spannungscurven mittels der Braunschen Röhre (Photographie des courbes des courants périodiques au moyen du tube de Braun). — P. 861.

Les auteurs transforment également l'expérience de Braun de manière à pouvoir reproduire les courbes par la photographie. Ils appliquent ce procédé aux courbes obtenues avec l'interrupteur Deprez, avec l'interrupteur Wehnelt (en se plaçant avec ce dernier dans différents cas : bobine à noyau de fer intercalée, capacité sur le circuit, self-induction et capacité), avec un alternateur, en intercalant une pile de Trœtz dans un circuit alternatif, etc.

Ch. Maurain.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

T. LXII (novembre 1897-février 1898).

J.-W. SWAN. — Stress and other Effects produced in Resin and in a Viscid Compound of Resin and Oil by Electrification (Sur les tensions et autres effets produits par l'électrisation sur la résine et sur un mélange visqueux de résine et d'huile). — P. 38.

On disposait, sur des plaques de mica ou de verre, une couche de résine ou d'un mélange de résine et d'huile qu'on pouvait porter à une certaine température. Au-dessus et au-dessous de ces plaques on faisait arriver les extrémités d'un interrupteur en communication avec une machine de Wimshurst ou une bobine de Ruhmkorff.

En faisant éclater une étincelle, on obtient, dans la résine, des

figures qui ont beaucoup d'analogie avec les figures de Lichtenberg. En employant de la résine solide, on peut les rendre visibles soit en chauffant légèrement, soit en approchant des poussières. Cette électrisation se conserve pendant plusieurs mois.

L. MOND, W. RAMSAY et J. SHIELDS. — On the Occlusion of Oxygen and Hydrogen by Platinum Black ; — by Palladium (Sur l'occlusion de l'oxygène et de l'hydrogène par le noir de platine et le palladium). — P. 50 et p. 290.

Les auteurs ont mesuré au calorimètre à glace la chaleur dégagée par l'occlusion de l'hydrogène par le noir de platine. Cette chaleur est de 6.880 calories-grammes par gramme d'hydrogène absorbé. Dans le cas du palladium, elle est de 4.640 calories.

Ils ont mesuré de même la chaleur dégagée par l'occlusion de l'oxygène en prenant des précautions spéciales pour éliminer autant que possible l'oxygène qui préexiste toujours dans le noir de platine. Cette chaleur est de 1.100 calories par gramme d'oxygène. Cette chaleur, rapportée à 16 grammes d'oxygène, est de 17.600 calories, valeur presque identique à la chaleur de formation de l'hydrate de platine $Pt(OH)^2$, trouvée par Thomsen.

Le noir de palladium absorbe approximativement une quantité d'oxygène correspondant à la formule P*d*O.

N. LOCKYER. — On the Appearance of the Cleveite and other new gas Lines in the hottest Stars (Sur l'apparence des raies de la clévéite et autres nouveaux gaz dans les étoiles les plus chaudes). — P. 52.

L'auteur communique le résultat de ses recherches sur les raies des gaz anciens et nouveaux dans les spectres des étoiles les plus chaudes et sur l'ordre le plus probable des températures de ces étoiles. Voici quelques-unes de ses conclusions :

Les apparences variables des raies des gaz de la clévéite indiquent, comme l'a montré le travail de laboratoire, que l'hélium et le gaz X sont des substances distinctes ; mais on ne peut encore regarder, avec une évidence suffisante, les séries constituantes comme appartenant à des substances séparées. Le gaz X peut recevoir le nom définitif d'« astérium ».

De nombreuses raies inconnues dans les spectres des étoiles les plus chaudes peuvent être regardées comme étant probablement d'ori-

gine gazeuse ; et les essais effectués pour découvrir des sources terrestres de ces gaz stellaires ont fait trouver des raies qui coïncident probablement avec les raies des spectres des étoiles les plus chaudes ;

En supposant que ces gaz stellaires sont plus ou moins mélangés à l'hélium et à l'astérium, puisqu'ils ont leur intensité maximum dans les mêmes étoiles, on a essayé de tracer des séries de ces raies dans les spectres. Dans le cas de Bellatrix, deux séries probables ont déjà été reconnues ;

Il est évident que ζ Puppis est à une température plus élevée que Bellatrix ;

L'état de certaines raies fait supposer que Bellatrix peut être pris comme type des étoiles les plus chaudes, tandis que l'état de certaines autres semble indiquer que ε d'Orion doit être regardé comme l'étoile de la plus haute température, exception faite pour ζ Puppis.

Lord RAYLEIGH. — On the Viscosty of Hydrogen as affected by Moisture (Influence de l'humidité sur la viscosité de l'hydrogène). — P. 112.

Dans son important travail sur la viscosité des gaz[1], Crookes mentionnait que plus il étudiait la viscosité de l'hydrogène, plus il était amené à diminuer le rapport de cette viscosité à celle de l'air. La difficulté d'obtenir une valeur constante provenait d'une trace d'humidité que renfermait l'hydrogène.

Lord Rayleigh a repris ces recherches par une autre méthode, et il a trouvé que l'humidité exerce une influence négligeable sur la viscosité. Il trouve, pour le rapport de la viscosité de l'hydrogène à celle de l'air, un nombre notablement plus grand que celui de Crookes. Il ne peut expliquer ce désaccord.

Lord RAYLEIGH. — On the Densities of Carbonic Oxyde, Carbonic Anhydride and Nitrous Oxide (Densités de l'oxyde de carbone, de l'anhydride et du protoxyde d'azote). — P. 204.

Les observations furent faites par la méthode et avec les appareils décrits antérieurement [2].

---

[1] *Philos. Trans.*, 1881, p. 387.

[2] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LIII, p. 134 ; — *J. de Phys*, 2e série, t. III, p. 519 ; 1884.

Le tableau suivant donne les densités par rapport à l'air des différents gaz :

Air	1,00000
Oxygène	1,10535
Azote et argon (atmosphérique)	0,97209
Azote	0,96737
Argon	1,37752
CO	0,96716
CO^2	1,52909
Az^2O	1,52951

La valeur obtenue pour l'hydrogène est 0,06960 ; mais les recherches de M. Leduc et du professeur Morley semblent montrer que ce nombre est un peu trop élevé.

J.-R. ASHWORTH. — On Methods of making Magnets independent of Changes of Temperature; and some Experiments upon abnormal or negative Temperature Coefficients in Magnets (Méthodes pour construire des aimants indépendants des variations de température ; expériences sur les coefficients de température anormaux ou négatifs dans les aimants). — P. 210.

Les résultats principaux de ces recherches sont les suivants :

1° Le coefficient de température est généralement moindre dans les fers et aciers trempés ; il est particulièrement faible dans l'acier fondu trempé. Certains aciers au nickel trempés ont de très petits coefficients *négatifs* ;

2° Les fils de clavecin ont des coefficients de température négatifs ;

3° Le coefficient de température change de signe quand on fait varier : *a*) la trempe ; *b*) le rapport des dimensions du barreau ; d'où possibilité d'obtenir un coefficient de température nul.

V.-H. VELEY et J.-J. MANLEY. — The Electric Conductivity of Nitric Acid (Conductibilité électrique de l'acide azotique). — P. 223.

Les auteurs ont mesuré la conductibilité électrique et les autres propriétés physiques de l'acide azotique soigneusement purifié et sous différents états de concentration. L'acide pur à 99,97 0/0 n'agit pas sur le cuivre, l'argent, le cadmium, le mercure et le magnésium commercial très purs à la température ordinaire. Il n'a pas non plus d'action sur le fer pur et le zinc granulé commercial même à l'ébullition. Par contre, le zinc pur est faiblement attaqué, et le sodium

prend feu immédiatement. L'acide azotique n'agit pas sur le carbonate de calcium à l'ébullition, mais il dissout rapidement la fleur de soufre et la pyrite de fer sous l'influence d'une douce chaleur.

La densité de l'acide à 99,97 0/0 par rapport à l'eau à 4° après correction du vide est :

à 4°	1,54212,
à 14° 2	1,52234,
à 24° 2	1,50394.

La résistance spécifique de l'acide azotique, dont la concentration varie de 1,30 à 30 0/0, diminue d'abord rapidement, puis lentement, après quoi elle monte lentement jusqu'à une concentration de 76 0/0, puis plus vite jusqu'à une concentration de 96,12 0/0, où elle présente un maximum.

Entre les concentrations de 1,3 à 96,12, la conductibilité électrique de l'acide azotique a un coefficient de température positif. De 96,12 à 99,97 0/0, le coefficient de température est négatif.

La présence de points de discontinuité et de certains maxima et minima dans le coefficient de température permet de conclure à l'existence de certains hydrates.

W. RAMSAY et M.-W. TRAVERS. — On the Refractivities of Air, Oxygen, Nitrogen, Argon, Hydrogen, and Helium (Sur l'indice de réfraction de l'air, de l'oxygène, de l'azote, de l'argon, de l'hydrogène et de l'hélium). — P. 225.

— The Homogeneity of Helium (Homogénéité de l'hélium). — P. 316.

Les auteurs ont mesuré les indices de réfraction des gaz précédents au moyen de l'appareil employé d'abord par lord Rayleigh. Ils ont d'abord comparé les différents gaz à l'air, puis, par comparaison, avec l'oxygène, l'azote, l'hydrogène et l'argon. Ils ont trouvé les nombres suivants :

	Par comparaison directe avec l'air	Comparaison avec			
		l'oxygène	l'azote	l'hydrogène	l'argon
Hydrogène.	0,4733	0,4737	0,4727		
Oxygène...	0,9243		0.9247	0,9237	0,9261
Azote......	1,0163	1,0155		1,0170	1,0191
Argon.....	0,9596	0,9577	0,9572		
CO^2.......		1,5316			

L'indice de l'air n'est pas identique à celui que l'on obtient par le calcul, d'après la règle des mélanges. Les auteurs attribuent cette

divergence à ce que les molécules s'influencent mutuellement, même à la faible pression de 760 millimètres.

MM. W. Ramsay et J. Collie ont trouvé, il y a quelque temps [1], que l'hélium se laisse séparer par diffusion en deux parties de densités 0,1350 et 0,1524 (air = 1). Mais il semble résulter d'expériences postérieures que la densité la plus grande est due à la présence d'une certaine quantité d'argon. L'hélium est donc bien un corps simple, contrairement à l'opinion de M. Hagenbach [2] et à celle de MM. Runge et Paschen, qui, d'ailleurs ont retiré leur hypothèse.

CH.-H. LEES. — On the thermal Conductivities of single and mixed Solids and Liquids, and their Variation with Temperature (Sur la conductibilité thermique des solides et des liquides isolés ou mélangés, et sa variation avec la température). — P. 286.

1° Les solides mauvais conducteurs de la chaleur ont généralement, au voisinage de 40° C., une conductibilité qui diminue quand la température augmente. Le verre fait toutefois exception à cette règle ;

2° Les liquides suivent la même loi aux environs de 30° C. ;

3° La conductibilité d'une substance ne varie pas subitement au point de fusion ;

4° La conductibilité thermique d'un mélange est intermédiaire entre les conductibilités des constituants ; mais elle n'est pas une fonction linéaire de la composition ;

5° La conductibilité des mélanges décroît quand la température augmente, aux environs de 30° C., à peu près dans le même rapport que pour les constituants.

J.-C. BOSE. — On the Determination of the Indices of Refraction of varvons Substances for the Electric Bay. — II. Index of Refraction of glass (Détermination des indices de réfraction de différentes substances pour les radiations électriques. — II. Indice de réfraction du verre). — P. 293.

— On the Influence ot the Thickness of Air-spare ou total Reflection of Electric Radiation (Influence de l'épaisseur de la couche d'air sur la réflexion totale des radiations électriques). — P. 300.

L'auteur a donné précédemment [3] une méthode pour mesurer les indices de réfraction des substances pour les radiations électriques

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LIX, p. 160 ; — *J. de Ph.*, 2° sér., t. VI, p. 489 ; 1887.
(2) *Wied. Ann.*, t. LX, p. 124.
(3) *Proceed., of the Roy. Soc.*, t. LX, p. 206 ; — *Journ. de Phys.*, 2° série, t. VI, p. 626 ; 1887.

au moyen de la réflexion totale. Dans le premier mémoire, il applique cette méthode légèrement perfectionnée à la détermination de l'indice de réfraction du verre. Il trouve que cet indice est égal à 2,04, lorsque la fréquence des vibrations est de l'ordre de 10^{10}.

Dans le second mémoire, il plaça également les deux demi-cylindres de la substance à étudier avec leurs faces planes en regard et chercha si, pour des angles d'incidence plus grands que l'angle limite de la réflexion totale, les ondes électriques traversent encore le cylindre, lorsque la couche d'air intermédiaire est rendue suffisamment petite. Il trouva que l'épaisseur de la couche d'air pour laquelle aucun rayon ne pénètre dans le deuxième cylindre a une limite inférieure qui dépend en partie de l'angle d'incidence et en partie de la longueur d'onde, et que cette limite inférieure augmente avec l'angle d'incidence et la longueur d'onde.

Pour trouver la relation qui existe entre l'intensité de la radiation réfléchie et de la radiation transmise, l'auteur chercha d'abord un moyen de mesurer cette radiation. Il le rencontra dans la diminution de résistance du récepteur de M. Branly, diminution que l'on peut mesurer par la méthode du pont. Les radiations réfléchies et transmises sont égales, lorsque l'épaisseur de la couche d'air est approximativement la moitié de l'épaisseur qui constitue la limite inférieure. Pour des épaisseurs plus grandes de la couche d'air, la radiation réfléchie l'emporte sur la radiation transmise; c'est l'inverse pour des épaisseurs plus faibles.

THÉORIE NOUVELLE DE LA TRANSMISSION DE LA LUMIÈRE DANS LES MILIEUX EN REPOS OU EN MOUVEMENT (1);

Par M. G. SAGNAC.

I. — Hypothèses et conséquences générales.

Je considère les vibrations lumineuses à l'intérieur d'un corps comme s'y propageant par l'intermédiaire d'un *milieu identique à l'éther du vide*. Je ne suppose pas que la présence des particules matérielles altère les propriétés optiques de l'éther du vide qui les baigne. Mais je fais intervenir directement la *discontinuité de la matière :*

Chaque particule ou atome du corps renvoie en tous sens une certaine proportion des vibrations qui l'abordent. Cette *réflexion-diffraction* des vibrations lumineuses par une particule matérielle peut être *comparée* à la *réflexion-diffraction* de vibrations électriques de Hertz par un petit corps *conducteur* plongé dans le vide, de dimensions très petites vis-à-vis des longueurs d'onde des vibrations électriques incidentes.

Je me réserve de préciser le mécanisme de l'action des particules matérielles à mesure que les problèmes étudiés l'exigeront. Je vais montrer ici que, sous la forme *cinématique* indéterminée, que je tiens à leur laisser pour le moment, les hypothèses faites suffisent à rendre compte, dans leur partie essentielle, des *phénomènes optiques dits d'entraînement de l'éther*, ordinairement regardés comme une sorte d'*experimentum crucis*. J'insisterai sur le remarquable phénomène d'*entraînement des ondes lumineuses par la matière*, découvert en 1851 par Fizeau. Pour rattacher cette théorie, surtout cinématique, de l'entraînement de l'éther à mes hypothèses fondamentales, il me suffira d'indiquer, dans ce qu'il a d'essentiel, le mécanisme de la *propagation de la lumière à travers les corps*, tel qu'il résulte de ma manière de voir.

Propagation rectiligne. — Une suite indéfinie d'ondes *planes*, arrivant *parallèlement* à la surface *plane* d'un corps *transparent*, donne, en vertu du principe d'Huygens-Fresnel, le résultat suivant :

Bien que *chaque* particule réfléchisse et diffracte *en tous sens* les

(1) Cette théorie a été exposée brièvement dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* du 13 et du 20 novembre 1899, et, telle qu'elle est exposée ici, dans la séance du 17 novembre 1899 de la Société française de Physique.

vibrations lumineuses qui l'abordent, l'*ensemble* des particules du corps ne diffracte pas *sensiblement* la lumière en dehors de la normale à la face d'entrée; ce résultat n'est d'ailleurs qu'*approché;* car il y a un nombre *limité* de molécules du corps dans un petit cube ayant pour côté la longueur d'onde λ de la lumière incidente. Réellement il doit y avoir *diffraction* en tous sens d'un faisceau de lumière à travers la matière, et d'autant plus que la longueur d'onde est plus petite. Mais déjà, pour les vibrations lumineuses du spectre visible et pour un corps tel que le verre, l'eau, il y a quelque $(1.000)^3$ molécules dans un petit cube de la substance construit sur la longueur d'onde pour côté, et la presque totalité du faisceau lumineux est réfléchie, ou est transmise, sans diffraction appréciable, avec les épaisseurs de milieu pratiquement employées. En dehors de la direction normale à la face d'entrée S, les vibrations envoyées par les diverses particules interfèrent alors de manière à se détruire dans leur ensemble *presque* aussi exactement que les vibrations. envoyées en tous sens par chacun des éléments d'une onde plane, librement transmises dans le vide et limitées à l'étendue S, se détruisent mutuellement en dehors de la direction normale à l'onde. Cela étant, il ne peut y avoir de lumière renvoyée par les particules que suivant la normale soit en sens inverse de la lumière incidente (lumière réfléchie), soit dans le même sens (lumière transmise). Ces deux faisceaux existent bien ; chaque couche de particules sépare en effet les vibrations qui l'abordent en vibrations transmises et vibrations réfléchies. La même subdivision se poursuit par transmissions et réflexions sur les diverses couches de particules. Toutes les vibrations qui ont subi un nombre *impair* de ces réflexions élémentaires reviennent à la surface d'entrée. La résultante de ces vibrations impaires, définie par la *règle de Fresnel*, est, dans ma manière de voir, la *vibration réfléchie* par la surface du corps.

Transmission. — Une vibration qui subit un nombre *pair* de réflexions élémentaires est, au contraire, ramenée vers l'intérieur du milieu profond. Il y a un nombre théoriquement infini de pareilles *vibrations élémentaires paires* se propageant dans l'éther du vide, mais par allées et venues entre les particules qui les réfléchissent. La résultante de ces vibrations, définie par la *règle de Fresnel*, est, dans ma manière de voir, la vibration *transmise* par le milieu.

Dans les *corps absorbants* interviennent à la fois les changements de phase (retards), dus à la propagation des vibrations élémen-

taires dans l'éther du vide d'une particule à une autre, et les *changements de phase par réflexion sur les particules* absorbantes [1]. Mais, dans le cas des corps très transparents, cette dernière influence est très faible, et la valeur de la vitesse de propagation dans le milieu dépend simplement des *retards* éprouvés par les vibrations élémentaires, en se propageant par allées et venues d'une particule à l'autre. Ces retards croissent avec le nombre de réflexions sur les particules par quantités comparables au double de la distance moyenne des particules [2], donc par très petites fractions de longueur d'onde, c'est-à-dire d'une manière *presque continue*. De là il résulte encore que les vibrations ne sont pas sensiblement disséminées en dehors de la direction normale à la face d'entrée ; dans le calcul on peut, en général, transformer en intégrale la série qui définit la phase de la vibration transmise ; dans un corps très transparent, cette phase est toujours en *retard* sur celle de la vibration transmise librement dans le vide ; autrement dit la lumière s'y propage *plus lentement* que dans le vide [3].

II. — Théorie du phénomène d'entraînement des ondes de Fizeau.

Fizeau a montré, en 1851, que, si la lumière se propage de O en S (*fig.* 1), dans un tube *fixe* OS plein d'eau en mouvement, que l'on fait entrer en O et sortir en S par des ajutages latéraux, la lumière se pro-

---

(1) Voir, pour l'*influence de l'absorption élective* et la *théorie de la dispersion normale* ci-après : paragraphe II, remarque 2, note (1) B du bas de la page 183.

(2) Ils ne croissent pas, d'ailleurs, exactement de la distance parcourue dans l'éther du vide : les particules émettent des vibrations forcées de types différents et de phases différentes ; celles qui varient d'amplitude en raison inverse de la distance sont faibles vis-à-vis de celles qui varient en raison inverse du carré de la distance, et celles-ci le sont à leur tour vis-à-vis des vibrations, variant en raison inverse du cube de la distance ; le rôle de ces divers types de vibrations simultanées est capital dans les phénomènes de *dispersion*.

(3) A mesure qu'on s'enfonce à l'intérieur du milieu, le retard de cette vibration résultante varie, mais de plus en plus rapidement, et la vitesse *moyenne* de propagation ne prend sensiblement une valeur définitive qu'au-dessous d'une zone efficace d'épaisseur ε, inférieure, il est vrai, à la longueur d'onde, comme j'aurai l'occasion de le démontrer une autre fois Au-dessous de la profondeur ε, un même accroissement e de l'épaisseur traversée correspond simplement à un même retard r de la vibration transmise ; $n = \frac{r}{e}$ est l'indice de réfraction du milieu ; si V_0 est la vitesse d'une onde plane dans le vide, $\frac{V_0}{n}$ est la vitesse d'une onde plane dans le milieu profond.

page dans cette eau, qui fuit devant elle, un peu plus rapidement que dans l'eau en repos ; sa vitesse est augmentée des 7/16 de la vitesse de l'eau, conformément à la *théorie dynamique* donnée en 1818 par

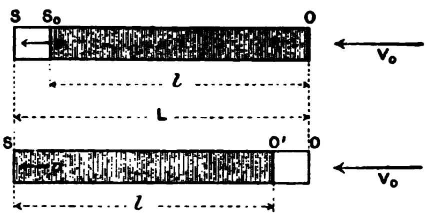


Fig. 1 et 2.

Fresnel[1]. Dans ma manière de voir, la notion simple n'est pas celle de *vitesse* de propagation ; il ne faut pas considérer les ondes comme *entraînées* par le mouvement de l'eau. La notion simple est celle de *durée de propagation ;* je considère la diminution de durée de propagation ou l'*effet Fizeau* comme le résultat de *deux effets simultanés :*

1° *Effet de masse.* — Pendant que la lumière parcourt la longueur L du tube fixe OS (*fig.* 1), une petite colonne d'eau S_0S s'écoule hors du tube. Le temps T' employé par la lumière pour parcourir, de O en S, la longueur L du tube *fixe* plein d'eau en mouvement, est donc égal au temps employé par la lumière pour parcourir la longueur l de la colonne *mobile* d'eau qui, d'abord en OS_0 (*fig.* 1), se transporte en O'S (*fig.* 2) pendant que la lumière se propage de O en S. Le nombre de couches de particules réellement traversées de O en S par la lumière est donc diminué de la fraction $\frac{S_0S}{OS}$ de sa valeur. Cette *réduction de la masse utile* de l'eau produit une égale réduction de la durée T de propagation de O en S. Si V est la vitesse de propagation dans l'eau en repos, on peut remplacer $\frac{S_0S}{OS}$ par $\frac{v}{V}$ et la valeur de l'effet de masse est la diminution de durée de propagation[2] $T\frac{v}{V}$, c'est-à-dire $\frac{Lv}{V^2}$

2° *Effet de mouvement.* — Après avoir tenu compte du *raccour-*

(1) Fresnel, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. XI, p. 57 ; 1898.

(2) Dans tout ceci on néglige les quantités du second ordre, qui sont, dans l'expérience de Fizeau, inférieures à la fraction 10^{-7} de l'effet principal.

cément de la colonne utile, il faut tenir compte de l'*état de mouvement* de cette colonne l, qui se meut avec la vitesse v par rapport au tube OS. Il faut chercher de combien varie la durée de propagation de la lumière d'une extrémité à l'autre d'un cylindre de matière de longueur l quand ce cylindre fuit devant la lumière avec la vitesse v par rapport à l'éther du vide [1].

Je rappelle que la vibration lumineuse transmise à l'extrémité S_0 de la colonne OS_0 (*fig.* 3) est définie, dans ma manière de voir, comme la résultante d'un nombre théoriquement infini de *vibrations élémentaires* transmises par l'*éther du vide* et retardées par allées et venues entre les particules qui les réfléchissent. Soit une vibration élémentaire quelconque, caractérisée par les réflexions sur des couches de particules en $r_1, r_2, \ldots, r_{2j-1}, r_{2j}, \ldots, r_{2p}$. Les différents segments $Or_1, r_1r_2, \ldots, r_{2p}S_0$, qui, pour plus de clarté, sont représentés séparés sur la figure 3, représentent les allées et venues des vibrations élémentaires.

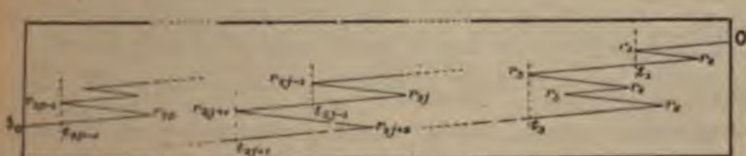


FIG. 3.

Considérons les durées de parcours des différents trajets doubles, tels que $r_1r_2t_1, \ldots, r_{2j-1}r_{2j}t_{2j-1}, \ldots$, mesurés dans la colonne mobile, qui sont composés de deux trajets égaux et de sens inverses. Pendant que la vibration élémentaire se propage dans l'éther du vide de r_{2j-1} à r_{2j}, la particule r_{2j} s'est avancée au-devant de la vibration et a raccourci le chemin parcouru dans l'éther par la vibration et, par suite, la durée de propagation correspondante d'une fraction f de sa valeur, du même ordre que $\frac{v}{V_0}$ (la vitesse de la lumière dans le vide étant V_0). Inversement, pendant que la vibration revient de r_{2j} en t_{2j-1}, le point t_{2j-1}, invariablement lié au milieu, a fui devant la vibration et a allongé la durée de propagation de la vibration dans l'éther d'une

[1] Il est facile de voir que, dans le dispositif de Fizeau, rigoureusement rien ne pourrait être changé au résultat si la terre était immobile par rapport à l'éther, à cause de l'emploi de deux faisceaux lumineux interférents de trajets exactement inverses l'un de l'autre.

fraction de sa valeur, qui est égale à f, aux quantités près de l'ordre de $\frac{v^2}{V_0^2}$. Donc, à cette approximation, la durée de parcours d'un trajet double $r_1 r_2 t_1, \dots, r_{2j-1} r_{2j} t_{2j-1}, \dots$ n'est pas altérée par le mouvement de la colonne OS_0. Il en est de même pour un trajet multiple d'aller et retour, tels que $r_3 r_4 r_5 r_6 t_3$. Or, si l'on met à part tous les trajets doubles ou multiples, ainsi composés de parties symétriques deux à deux, il reste une série de segments directs :

$$Or_1, \quad t_1 r_3, \quad t_3 r_7, \quad \dots, \quad t_{2j-1} r_{2j+1}, \quad \dots, \quad t_{2p-1} S_0.$$

La réunion de ces segments forme exactement la longueur l de la colonne en mouvement, et ces différents tronçons sont parcourus dans l'*éther du vide*, avec la même vitesse que si les particules du milieu isotrope étaient absentes. L'influence du mouvement de la colonne OS_0 est donc la même que si l'intérieur du cylindre OS_0 était *vide de toute matière*. Cela est vrai pour chaque vibration élémentaire et, par suite, pour leur résultante en S_0, qui est la vibration lumineuse transmise par le cylindre de matière. Or la durée de propagation de la lumière d'une extrémité à l'autre d'un cylindre de longueur l vide de toute matière serait $\frac{l}{V}$ dans le cas où le cylindre serait immobile par rapport à l'éther, et *s'allongerait* de $\frac{lv}{V_0^2}$ ou $\frac{Lv}{V^2}$ (au second ordre près) dans le cas où le cylindre fuirait devant la lumière avec la vitesse v. Telle est donc aussi la valeur de l'*effet de mouvement*.

La valeur de l'effet Fizeau est donc la diminution de durée de propagation :

$$T - T' = \frac{Lv}{V^2} - \frac{Lv}{V_0^2} = \frac{Lv}{V_0^2}(n^2 - 1),$$

en désignant par n la valeur $\frac{V_0}{V}$ de l'indice de réfraction de l'eau. C'est précisément la formule directement vérifiée par le déplacement des franges d'interférence dans l'expérience de Fizeau [1]. On voit que l'effet Fizeau est la différence de deux effets simultanés de même type. L'effet dû à l'*état de mouvement* de la masse d'eau utile (*effet*

[1] Fizeau, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. XXXIII, p. 351 ; 1851 ; — Michelson et W. Morley, *American Journal of Science*, t. XXI, p. 377 ; 1886.

de mouvement) affaiblit l'entraînement apparent qui est dû à la *diminution de la masse utile* de l'eau réellement traversée par la lumière (*effet de masse*).

Remarques. — 1. La valeur de l'indice n s'introduit seulement dans l'*effet de masse* dont l'explication est précisément indépendante de toute hypothèse spéciale sur le mode de transmission de la lumière.

2. La *loi de l'effet de mouvement* est particulièrement remarquable par sa simplicité : *L'influence du mouvement d'un cylindre* OS_0 *sur la durée de propagation de la lumière le long du cylindre est la même que si l'intérieur du cylindre était vide de toute matière.* Cette identité de propriété de la matière et de l'éther du vide au point de vue de l'influence du mouvement sur la durée de propagation tient, selon ma manière de voir, à ce que les vibrations se propagent dans les corps par l'intermédiaire de l'*éther du vide*, et à ce que le *retard* imprimé par l'eau à la lumière transmise est dû au *reploiement* des trajets suivis dans l'éther par les vibrations élémentaires réfléchies d'une particule à une autre ; or justement les *parcours doubles ou multiples d'aller et retour*, par lesquels la propagation dans l'eau diffère de la propagation dans le vide, n'interviennent pas sensiblement dans les *variations du retard* dues au mouvement du cylindre OS_0 [1].

---

[1] *A.* La grandeur des coefficients de réflexion sur les particules n'intervient pas dans la théorie de l'effet de mouvement. En particulier, l'influence des parcours doubles ne cesse pas de s'éliminer d'elle-même, si l'on suppose les particules réfléchissantes de diverses espèces et inégalement réfléchissantes, ce qu'il est nécessaire de supposer au moins pour les atomes chimiques divers d'un corps composé.

B. Mais une réserve est indispensable : *La théorie* exposée *suppose* implicitement *que la source lumineuse est entraînée avec la colonne* OS_0, tandis que le dispositif de Fizeau la laisse immobile. J'ai déjà dit que, grâce à l'existence de deux faisceaux interférents, de parcours exactement inverses, on peut, sans changer le résultat, supposer l'éther immobile par rapport à la source lumineuse. Alors, si θ est la période de vibration lumineuse dans cet éther immobile, en vertu de l'*effet Doppler-Fizeau* la période des vibrations qui *abordent* les particules fuyant devant la lumière avec la vitesse v, a une valeur θ' supérieure à θ de la quantité $\delta = \frac{v}{V_0}\theta$.

Or j'ai indiqué (*Séance, du 15 janvier 1900, de la Société française de Physique*) que, si les particules sont *absorbantes*, les vibrations qu'elles réfléchissent se comportent à la manière des *vibrations forcées* émises par un *résonateur*, quand la période des vibrations incidentes n'est pas trop éloignée d'une période θ_0 de vibration propre du résonateur ; elles éprouvent des changements de phase qui, en première approximation, sont de la forme : $\varphi = \frac{1}{2\pi}$ arc tg $\frac{2\varepsilon\theta}{\theta^2 - \theta_0^2}$, en entendant par θ la période des vibrations qui *abordent* la particule, c'est-à-dire

III. — Discussion des hypothèses.

L'avantage du système d'hypothèses que j'ai choisi me paraît être de bien dégager les éléments *essentiels* des phénomènes et d'en

---

que, si l'expérience de Fizeau était faite sur un milieu absorbant, θ serait, dans la valeur de φ, remplacé par θ'.

J'ai montré, en particulier, que, conformément aux *expériences de Wernicke* sur la *réflexion* et la *dispersion* par les milieux absorbants : Si θ est supérieur à θ_0, il y a *retard croissant de la phase des vibrations réfléchies* et *augmentation de l'indice quand θ diminue*, c'est-à-dire à mesure qu'on s'approche du côté rouge de la bande d'absorption. Le retard est égal à $\frac{1}{4}$ de période pour $\theta = \theta_0$ et se change en *avance* de phase par réflexion, quand θ devient inférieure à θ_0 : alors, à l'avance de phase par réflexion correspond une diminution de l'indice de plus en plus grande, à mesure que θ se rapproche de θ_0. Mais cela n'est vrai qu'à une certaine distance de θ_0. Si $(\theta - \theta_0)$ est assez faible pour que φ dépasse, *en valeur absolue*, une limite comparable *en première approximation à* $1/8$, les variations de l'indice se renversent (*dispersion anomale*), c'est-à-dire qu'il y a un *maximum de l'indice du côté rouge* de la bande d'absorption, un *minimum du côté violet*, séparé du maximum par un point d'inflexion de la courbe de variation de l'indice. Ce minimum peut être inférieur à 1 et même voisin de 0 (vitesse de propagation presque infinie); *mais, contrairement à ce que donne la théorie de Helmholtz-Sellmeier, le maximum de l'indice ne peut pas devenir infini : la courbe de l'indice n'admet pas d'asymptote* ; cela tient, dans ma manière de voir, à ce que la longueur d'onde n'est pas infinie vis-à-vis de la distance moyenne des particules.

Les variations de n, dues à cette influence de l'absorption, sont assez grandes, près de la bande d'absorption, pour prédominer dans le phénomène de la dispersion ; autrement dit, la variation de l'indice n avec la période θ est due surtout aux changements de phase par réflexion sur les particules absorbantes. Alors, au changement δ de la période incidente par effet Doppler-Fizeau correspond sensiblement le changement d'indice $\Delta n = \delta \frac{dn}{d\theta}$, la valeur de $\frac{dn}{d\theta}$ étant supposée fournie par la valeur expérimentale de la dispersion.

Pour la propagation le long de la colonne OS_0 de liquide, on a donc le retard en temps :

$$\Delta T = \frac{l}{V_0} \Delta n \text{ ou, au second ordre près : } \Delta T = \frac{Lv}{V^2} \theta \frac{dn}{d\theta}.$$

On ne pourra guère repéter l'expérience de Fizeau sur un milieu très absorbant ; θ sera toujours à une distance de θ_0 telle que le sens de la dispersion soit *normal*, c'est-à-dire que $\frac{dn}{d\theta} < 0$. Le retard $\Delta T < 0$ est donc une *avance réelle*, c'est-à-dire que l'*absorption augmentera l'effet d'entraînement apparent des ondes*. Cet effet ne suivra plus du tout la loi vérifiée par Fizeau, mais bien, en première approximation, la loi :

$$T - T' = \frac{Lv}{V_0^2} \left(n^2 - 1 - \theta \frac{dn}{d\theta} \right).$$

Pour une valeur de θ, supérieure, par exemple, à θ_0 (côté rouge de la bande d'absorption), mais pas trop éloignée de θ_0, l'influence de l'absorption atteindra facilement le *même ordre* de grandeur que l'effet total. Il serait intéressant de vérifier cette conséquence de ma manière de voir.

donner l'explication la plus directe, débarrassée de tout accessoire inutile. Je vais d'abord en donner de nouveaux exemples simples, empruntés à la série des délicates expériences de M. Mascart (1) sur *l'invariabilité des phénomènes optiques dans un système que la terre emporte tout entier* dans son mouvement, y compris la source lumineuse. Je me borne au cas où les rayons lumineux sont parallèles à la direction de la vitesse de la terre par rapport à l'éther. Pour traiter le cas général, comme aussi le problème de l'aberration astronomique, il ne faut pas, comme on le fait d'habitude, négliger les quantités de l'ordre du carré de l'aberration, qui peuvent, *a priori*, fournir des effets définitifs de l'ordre de l'aberration, quand la vitesse de la terre a une importante composante normale au rayon. Mais cette question mérite une étude spéciale, et je préfère y revenir dans une autre note, parce qu'elle présente un intérêt plutôt astronomique.

Conséquences théoriques des expériences de M. Mascart. — 1. Il serait sans doute assez compliqué d'étendre la théorie de l'entraînement de l'éther de Fresnel aux *milieux biréfringents*. Au contraire, on peut répéter immédiatement, pour chacune des deux vibrations principales de la double réfraction rectiligne ou circulaire, le raisonnement qui établit la loi de l'effet de mouvement; d'où cette conclusion :

Le mouvement d'un système suivant le rayon lumineux modifie de la même quantité le retard subi par les deux vibrations rectilignes ou circulaires, qui se propagent avec des vitesses différentes dans une lame de spath perpendiculairement à l'axe ou dans une lame de quartz suivant l'axe; par suite, la biréfringence de la lame de spath et le pouvoir rotatoire ne doivent pas être altérés par le mouvement de la terre. C'est justement la conclusion des expériences délicates faites par M. Mascart, qui a insisté sur l'*intérêt théorique* de ce résultat (2) jusqu'ici resté sans explication.

2. Le principe de l'effet de mouvement trouve son application la plus directe dans une autre expérience de M. Mascart (3) : On observe les positions des franges d'interférence données par deux faisceaux de lumière différant sur une partie de leur trajet que l'un effectue dans l'air, l'autre parallèlement au premier, mais à travers

(1) Mascart, *Annales de l'École Normale Supérieure*, 2e série, t. I, p. 157; 1872, et t. III, p. 36; 1874.
(2) *Loc. cit.*, p. 417-420.
(3) *Loc. cit.*, p. 414.

des lames de flint épaisses. L'appareil est orienté de manière que les faisceaux parallèles se propagent dans la direction du mouvement de la terre [1] ; on le fait alors tourner tout entier de 180° ; on constate que les franges d'interférence demeurent immobiles. L'altération de durée de propagation produite par le mouvement de la terre doit, en effet, être la même pour la traversée des lames de flint et pour la traversée de la même épaisseur d'air mesurée par rapport au système. C'est l'énoncé même du principe de l'effet de mouvement, à cela près que la propagation dans l'air est, dans l'énoncé du principe, remplacée par la propagation dans le vide; le verre et l'air sont, comme tous les milieux très transparents, équivalents entre eux et au vide sous une même épaisseur mesurée dans le système en mouvement. La précision de l'expérience de M. Mascart permet d'affirmer que, si les durées de propagation à travers le flint et l'air sont inégalement altérées par le mouvement de la terre, la différence est certainement inférieure à $\frac{1}{400}$ de la durée de propagation dans l'air.

Voilà des résultats qui peuvent être considérés comme des *démonstrations expérimentales délicates et assez directes du principe de l'effet de mouvement*. Cette conclusion est valable seulement à condition d'admettre que l'éther du vide participe peu ou point au mouvement de la terre. Supposons, en effet, l'éther presque complètement entraîné par la terre, jusqu'à une certaine distance du sol, dans une zone qui comprenne les instruments d'observation; alors, le système (source-éther-instruments) étant *tout entier* emporté dans un mouvement de translation uniforme, il est évident, *a priori*, que rien, dans le phénomène optique *intérieur* au système, ne pourra trahir son état de mouvement ; de même, les phénomènes acoustiques produits dans un wagon fermé emportant l'air qu'il contient sont, pour un observateur placé dans le wagon, les mêmes que si le wagon était immobile.

Conséquences théoriques de l'expérience de Fizeau. — On peut tirer de l'expérience de Fizeau une *démonstration expérimentale du principe de l'effet de mouvement* qui ne soit plus soumise à la restriction précédente : La loi de l'effet de masse a été établie indépendamment d'hypothèses spéciales. La loi de l'effet de mouvement

[1] En réalité, l'orientation est ouest-est ou inversement, et l'expérience est faite vers midi.

qui, combinée avec la précédente, permet d'établir la loi de l'effet Fizeau, est donc inversement une conséquence de la loi de l'effet Fizeau, admise comme un fait d'expérience. On peut alors affirmer en toute certitude que l'influence du mouvement de la colonne OS_0 (Voir *fig.* 2 et 3) est la même que si l'intérieur du cylindre OS_0 était vide de toute matière ; c'est une véritable loi expérimentale, déduite d'un *résultat positif* et à l'abri de la restriction relative à l'entraînement de l'éther, tant qu'il s'agit de vitesses ne dépassant pas quelques mètres par seconde; elle est établie à $\frac{1}{100}$ près environ[1]. Cela veut dire qu'inversement, si l'on admet l'explication de la vitesse de propagation dans l'eau par les réflexions des vibrations d'une particule à l'autre, certainement les vibrations transmises directement par les couches des particules se propagent entre les particules *avec la même vitesse que dans le vide*, à $\frac{1}{100^e}$ près du moins. Dès lors on est conduit à dire que *la lumière supposée consister en une ondulation, se propage entre les particules des corps dans un milieu qui est identique à l'éther du vide et qui est indépendant du mouvement des particules du corps;* cela du moins, quand la vitesse du mouvement ne dépasse pas quelques mètres par seconde; d'ailleurs il n'existe, à ma connaissance, aucun fait qui permette de supposer probable un entraînement de l'éther du vide par les particules matérielles, lorsque les vitesses des particules deviennent comparables même à quelques hectomètres par seconde, comme cela doit être dans les gaz, aux températures voisines de 0° ou 100°, d'après la théorie cinétique des gaz, ou à quelques dizaines de kilomètres par seconde, comme il arrive pour le mouvement de translation de la terre dans l'espace[2]. L'éther du vide qui remplit l'espace intersidéral semble bien nous fournir une route toute jalonnée, par rapport à laquelle il conviendrait de définir les mouvements des corps célestes. Je reviendrai une autre fois sur cette importante question astronomique.

Hypothèses des réflexions particulaires. — Ainsi l'on est conduit à admettre que, même dans la matière, la propagation de la lumière

---

[1] D'après la précision des expériences de MM. MICHELSON et MORLEY.

[2] Sans doute n'en serait-il plus de même, si la vitesse des particules matérielles s'approchait de celle de la lumière, comme c'est le cas pour le bombardement cathodique, d'après les recherches de J.-J. Thomson.

se fait encore par l'intermédiaire du même milieu que dans le vide. La seule hypothèse qu'il resterait à justifier est celle de la *réflexion de la lumière par les particules matérielles*. Si l'on admet l'existence des particules baignant dans l'éther du vide, il semble difficile de ne pas admettre qu'elles constituent des centres de réflexion des vibrations lumineuses. J'espère qu'il sera possible de saisir pour ainsi dire sur le fait cette réflexion des vibrations par les particules en montrant expérimentalement qu'un milieu *pur et homogène* est nécessairement un *milieu trouble* pour des vibrations lumineuses dont la longueur d'onde n'est pas trop supérieure aux distances moyennes des particules du milieu; sans doute y a-t-il diffraction des rayons bleus [1] et surtout des ultra-violets extrêmes par les molécules des gaz, tels que l'air atmosphérique.

Il est intéressant de signaler le *cas limite : s'il existe des rayons ultra-violets de longueur d'onde notablement inférieure aux distances des molécules du milieu considéré*, la réflexion par l'ensemble des particules doit se produire *en tous sens*, comme pour chaque particule isolée, et les vibrations élémentaires considérées dans l'explication de la transmission ont des retards relatifs de l'ordre de la longueur d'onde irrégulièrement variables, en sorte qu'il n'y a plus d'onde transmise avec une vitesse définie [2]; mais il y a d'une part une *diffusion générale*, d'autre part une transmission en ligne droite de vibrations se propageant presque indépendamment les unes des autres; la *tête d'un train d'ondes avance avec la même vitesse que dans le vide*, et la queue du train est d'autant plus longue et plus en retard que le milieu est plus épais; cette tête de train est formée par les vibrations transmises sans réflexion; elle s'affaiblit en se propageant en vertu de l'*absorption mécanique* due à la diffusion; elle est prépondérante si les réflexions sur les particules sont assez faibles, et *dans ce cas* il y a une transmission en ligne droite à travers un prisme avec une vitesse assez bien définie pour le front de l'ébranlement et *égale à la vitesse dans le vide*. L'extrapolation de la théorie de Helmholtz donne aussi ce dernier résultat, mais seulement quand

---

(1) Brewster a déjà dit que la couleur bleue du ciel est due probablement à la diffusion des rayons bleus par les molécules mêmes de l'air.

(2) Du point de vue analytique, ce résultat apparaît ainsi : l'épaisseur ε, qui définit la zone efficace dans le mécanisme de la transmission, au lieu d'être comparable à $\frac{\lambda}{100}$ par exemple, comme il arrivait pour le spectre visible, devient, quand λ diminue, de l'ordre même de λ, puis cesse d'exister.

la longueur d'onde tend vers *zéro*, ce qui n'a pas de sens physique.

Enfin ma manière de voir s'applique immédiatement à une succession de petits trains d'ondes formés chacun de vibrations très amorties. Si deux trains ont subi des retards différents, l'un a parcouru en plus que l'autre une distance au moins égale au double de la distance de deux particules voisines; si donc la longueur de chaque train est inférieure à cette limite inférieure, les deux vibrations amorties ne peuvent se superposer pour interférer; elles se propagent chacune indépendamment de l'autre et donnent quelques particularités supplémentaires, les mêmes résultats que des vibrations sinusoïdales de longueur d'onde très inférieure au double de la distance moyenne des particules.

But poursuivi. — Si l'hypothèse de la réflexion sur les particules paraît *nécessaire*, il n'est nullement évident qu'elle doive être *suffisante* pour expliquer tous les phénomènes optiques. J'en ai montré les avantages en ce qui concerne les phénomènes d'entraînement de l'éther, qui se trouvent expliqués, dans le cas des corps transparents, d'une manière purement *géométrique*, et cependant plus nettement et plus complètement que par les théories *dynamiques* que l'on possédait seules jusqu'ici. Même tout ce que j'ai dit d'essentiel est *indépendant de la transversalité des vibrations lumineuses*. Par exemple, il n'y a rien à y changer pour établir que des vibrations *longitudinales* se propagent *sans réfraction* dès que leurs longueurs d'onde sont notablement inférieures aux distances des particules.

D'une manière générale, je crois utile d'éliminer le plus possible les hypothèses dynamiques ou électromagnétiques et de réduire, dans chaque cas, les hypothèses au *minimum nécessaire* pour résoudre le problème étudié. Chaque fois qu'il sera nécessaire de compléter ou de modifier les hypothèses déjà faites, comme on aura traité les problèmes *aussi indépendamment que possible les uns des autres*, on verra mieux de quel phénomène dépend l'insuffisance de la théorie, quelles sont les hypothèses à conserver et les hypothèses à modifier ou à compléter les premières. Il me semble aussi qu'une théorie développée dans cet esprit, sans parti pris de généralité absolue, pourra, au fur et à mesure de son développement, servir à guider aisément dans les recherches expérimentales. C'est ce que je me propose de tenter pour quelques-uns des phénomènes les plus simples de l'optique.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT DU RADIUM;

Par M. Henri BECQUEREL.

La portion du rayonnement du radium déviable par un champ magnétique se prête à diverses expériences, parmi lesquelles je citerai les suivantes; les premières sont relatives aux rayons qui traversent le papier noir.

1° *Déviation magnétique dans le vide.* — Dans le but de rechercher si l'air exerçait une influence importante sur la vitesse de propagation du rayonnement en question, j'ai disposé l'expérience de la déviation magnétique dans le vide. Je n'ai pas observé de différence notable avec ce que l'on obtient dans l'air.

L'expérience a été réalisée de la manière suivante : Un tube de verre, fermé à une extrémité et en relation par l'autre, au moyen d'un tube de plomb, avec une trompe à mercure, était disposé horizontalement entre les pôles d'un électro-aimant, et normalement au champ. Dans ce tube, à côté d'un peu d'acide phosphorique pour dessécher l'air, était placée une petite plaque photographique, horizontale, enveloppée de papier noir; sur cette plaque était posée une petite cuve en plomb de $0^{mm},94$ d'épaisseur contenant la matière active rassemblée dans un trou de 1 millimètre environ de diamètre percé dans une carte, maintenue en dessous par du papier noir et en dessus par une très mince feuille d'aluminium. Dans ces conditions, la matière peut rester plusieurs heures sur la plaque sans la voiler et donne seulement une impression directement au-dessous de la source, à travers le plomb.

On fait alors plus ou moins complètement le vide dans le tube, puis on fait passer dans l'électro-aimant un courant qu'on maintient aussi constant que possible. Les rayons ramenés sur la plaque photographique par le champ magnétique impressionnent celle-ci d'un côté de la source. Au bout d'une dizaine de minutes de pose, on interrompt le courant; on laisse rentrer l'air, puis on fait passer dans l'électro-aimant un courant égal au premier, pendant le même temps, mais en sens inverse, de façon à rejeter l'impression de l'autre côté de la source; on peut ainsi comparer sur la même épreuve les effets obtenus dans le vide et dans l'air à la pression atmosphérique.

On a opéré avec des pressions de 7 millimètres, de 2 millimètres, de $0^{mm},1$ de mercure, et dans le vide presque absolu. Dans tous les

cas, les deux impressions qui, dans un champ uniforme, figurent des arcs d'ellipse, ont paru presque identiques et à très peu près symétriques de part et d'autre de l'impression directe de la source. La présence de l'air n'exerce donc pas sur la déviation magnétique une influence appréciable par cette expérience. La figure ci-contre (*fig.* 1) est la reproduction de l'épreuve obtenue dans le vide presque absolu.



FIG. 1.

Pour un champ dont l'intensité était environ 4.060 unités C.G.S., la distance moyenne de l'impression au milieu de la source a été trouvée égale à 6mm,2. La source étant à 2mm,2 environ au-dessus de la plaque, pour avoir la distance à la source de l'impression qui serait produite dans le plan même de la source, il faut faire une correction qui porterait le nombre trouvé ci-dessus dans l'air à 6mm,8 pour un champ de 4.060; ce qui, pour un champ de 4.000 unités donnerait le nombre 6mm,9.

2° *Identité du rayonnement émis par les sels radifères diversement actifs.* — Sur une même plaque photographique enveloppée de papier noir et placée horizontalement entre les pôles de l'électro-aimant, on a disposé côte à côte quelques grains de deux préparations différentes de sels de radium, en interposant entre ces deux sources un écran perpendiculaire à la plaque; on excite alors l'électro-aimant, et, après un temps de pose variable avec les échantillons, on observe sur les deux moitiés de la plaque des impressions, inégales comme intensité, mais égales comme déviation. L'expérience a été faite avec du carbonate radifère et deux chlorures d'activité différente, que m'ont obligeamment prêtés M. et Mme Curie. Ces expériences montrent que les divers sels de radium émettent des rayons également déviables, c'est-à-dire de même nature, et ne diffèrent que par leur intensité.

3° *Trajectoire du rayonnement dans un champ magnétique uniforme.* — Les rayons qui se propagent normalement à un champ magnétique

uniforme décrivent une trajectoire fermée, qui les ramène au point d'émission. On peut constater ce fait par l'expérience suivante : On dispose, comme dans les expériences précédentes, une plaque photographique enveloppée de papier noir, horizontalement, dans le champ magnétique, mais la gélatine étant en dessous; très près du bord de la plaque, bord amené au milieu du champ, on place sur la face supérieure une lame de plomb, puis la substance active, formant une source de petit diamètre; on excite alors l'électro-aimant de manière que le rayonnement soit rejeté en dehors de la plaque, et l'on observe qu'il se produit sur tout le bord au-dessous de la source une impression due aux rayons qui y sont ramenés. Si l'on dispose, dans l'espace, sur le trajet des rayons, divers écrans, leur ombre se reproduit sous la plaque, montrant que les rayons normaux au champ sont ramenés sous la source elle-même, et que les rayons obliques sont ramenés sur l'axe du champ passant par la source.

Enfin, si, à côté de la plaque horizontale, on dispose une plaque verticale dont le plan se prolonge au-dessus et au-dessous de la première, on obtient une section de toutes les trajectoires des rayons qui la rencontrent, et l'on reconnaît que ceux-ci sont ramenés sur l'axe qui passe par la source.

On rend compte de toutes les apparences en assimilant le rayonnement en question aux rayons cathodiques, et en considérant ce rayonnement comme soumis aux forces qui sollicitent des masses électriques négatives traversant le champ magnétique avec une grande vitesse. Dans ces conditions, les trajectoires des rayons normaux à un champ uniforme sont des cercles passant par la source, tangents à la direction originelle du rayonnement; ces cercles ont tous le même rayon R, dont la valeur est inversement proportionnelle à l'intensité du champ. Les rayons émis normalement à une plaque photographique parallèle au champ magnétique reviennent couper celle-ci normalement et produisent une impression d'intensité maximum. Les rayons émis tangentiellement à la plaque reviennent sur eux-mêmes tangentiellement à celle-ci et ne produisent aucune impression.

Pour une direction de propagation oblique, faisant avec l'axe du champ un angle α, la trajectoire est une hélice qui s'enroule sur un cylindre de rayon $R \sin \alpha$, ayant pour axe une parallèle à l'axe du champ, et tangent à l'élément de trajectoire au départ. L'hélice s'enroule dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre, si la

propagation a lieu dans le sens du champ, et en sens inverse si la propagation a lieu en sens contraire.

Ces résultats, connus pour les rayons cathodiques, s'appliquent aux rayons déviables du radium. Le lieu des impressions maxima sur la plaque photographique horizontale correspond au lieu des intersections avec ce plan des rayons dont les directions originelles sont dans un plan vertical parallèle au champ. Ce lieu est un arc d'ellipse dont l'un des demi-axes est 2R pour la direction perpendiculaire au champ, et dont l'autre serait πR pour la direction de l'axe ; mais les rayons n'atteignent pas ce point. Toutes les trajectoires de ces rayons ont la même longueur πR.

Le lieu des intersections, avec un plan normal à l'axe du champ, des trajectoires des rayons obliques dont les éléments originels sont dans un plan passant par l'axe, est une courbe dont le point de départ est sur l'axe passant par la source et dont la tangente à l'origine fait, avec l'intersection des deux plans, un angle égal à $\frac{d}{2R}$, d étant la distance du plan à la source, et R le rayon de la trajectoire circulaire définie ci-dessus (Voir la *fig.* 4 de la page 77). Il résulte encore de cette théorie que le produit $H\rho$ de la composante du champ normal à la trajectoire en un point de celle-ci, par le rayon de courbure en ce point, est constant.

La vérification expérimentale des conséquences de cette théorie pourrait être considérée comme une démonstration de l'identité du rayonnement étudié et des rayons cathodiques ; on verra plus loin que l'impression photographique maximum au travers du papier noir est principalement due à un faisceau de radiations dont le rayon de courbure moyen était de $3^{mm},5$ environ pour un champ de 4.000 unités C. G. S., et qui donne les figures prévues.

Pour les expériences ultérieures, on a éliminé l'absorption due au papier noir qui enveloppait les plaques photographiques dans la plupart des expériences antérieures ; mais il faut alors éviter l'action de la lumière émise par la phosphorescence du sel de radium. La substance active était rassemblée dans un trou de 1 millimètre, percé dans une carte, et placée dans une petite cuve en plomb ; cette cuve était posée sur la gélatine de la plaque photographique, horizontale, au milieu du champ magnétique. Dans ces conditions, la lumière de phosphorescence n'impressionnait pas la plaque, et les rayons déviables étaient seuls ramenés sur

celle-ci par l'action du champ magnétique. On pouvait alors placer sur la plaque même divers écrans absorbants. Les opérations s'effectuaient dans une chambre noire, en s'éclairant avec de la lumière rouge.

Une autre modification importante a été de remplacer les armatures, qui ne donnaient un champ uniforme que sur un petit espace, par des parallélipipèdes de fer dont la section était de 10 centimètres de large sur 14 centimètres de hauteur, séparés entre eux par une distance de $3^{cm},3$. Le champ uniforme occupe une étendue suffisante pour comprendre toutes les trajectoires des rayons qui impressionnent la plaque. En faisant passer dans l'électro-aimant un courant de 4 ampères, on obtenait un champ magnétique dont l'intensité a été déduite de la mesure de la rotation du plan de polarisation de la lumière dans une direction oblique. On a trouvé ainsi 1.742 unités C. G. S.

L'étude qui précède conduit à penser que les rayons qui sont les plus efficaces pour impressionner la plaque photographique sont ceux dont les trajectoires coupent la plaque dans le voisinage de leur point de contact avec leur enveloppe; en particulier, quand la source est sur la plaque elle-même, ce seraient les rayons qui sont ramenés à peu près normalement sur la plaque, ou plus généralement ceux dont la normale à la trajectoire est dans le plan de la plaque.

On peut vérifier qu'il en est sensiblement ainsi, en disposant sur la plaque divers objets dont on étudie les ombres. En particulier, si l'on dispose parallèlement à la plaque, à $0^{mm},3$ au-dessus et obliquement au champ, une petite barre de verre de $1^{mm},5$ de côté, on constate que l'ombre produite par les rayons déviés présente une pénombre due à la largeur de la source, et que la largeur et la n etteté de l'ombre sont d'autant plus grandes que la longueur de la trajectoire a été plus grande.

La netteté n'est pas changée, si l'on couvre la source d'un demi-cylindre d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur, parallèle au champ. Cette expérience montre bien la transparence de l'aluminium dans ces conditions et semble exclure l'hypothèse de radiations secondaires émises par l'aluminium, en quantité assez notable pour se substituer efficacement à celles de la source; elle confirme les observations que j'avais faites depuis longtemps.

4° *Dispersion dans le champ magnétique.* — Il résulte de la forme

des trajectoires que, dans l'expérience décrite plus haut, si le rayonnement était homogène, les impressions devraient figurer des arcs d'ellipse intenses vers le bord extérieur et diffus vers le bord intérieur. Or, même avec une source radiante de très petit diamètre, les arcs d'ellipse sont très diffus vers l'extérieur, et la diffusion augmente lorsqu'en diminuant le champ magnétique on augmente la valeur de 2R. Cette diffusion paraît devoir être attribuée à une dispersion, par le champ magnétique, du faisceau des radiations dont mes expériences antérieures (1) avaient déjà signalé l'hétérogénéité.

Si l'on dispose sur la gélatine d'une plaque photographique placée parallèlement au champ, des écrans de diverses natures, tels que des bandes de papier, d'aluminium, de mica, de verre, de platine, de cuivre, de plomb, les impressions sous ces écrans s'arrêtent à des distances inégales de la source, limitées par des arcs elliptiques diffus, décalés les uns par rapport aux autres, tandis que, s'il n'y a pas d'écran, l'impression se fait jusque dans le voisinage immédiat de la cuve contenant le radium.

La figure ci-contre (*fig.* 2) montre l'effet obtenu avec des bandes de papier, d'aluminium et de platine.



Fig. 2.

Ces impressions figurent des sortes de spectres d'absorption montrant que les rayons les plus déviés par le champ magnétique sont les plus facilement arrêtés dans ces conditions.

3° *Variation de l'absorption avec la position des écrans.* — Si, au lieu de placer l'écran sur la plaque photographique, on le place sur la petite cuve elle-même qui contient le radium ou très près de celle-ci, l'impression photographique s'étend jusque près de la

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIX, p. 912.

source, et il semble que cet écran se laisse alors traverser par les radiations qu'il arrête, lorsqu'il est sur la plaque. Ce fait paraît général; je l'ai observé avec du papier noir et avec des lames d'aluminium, de cuivre et de plomb d'environ $0^{mm},1$ d'épaisseur. Les radiations ont leur intensité plus ou moins diminuée par ces écrans; mais, quand ceux-ci sont très près de la source, l'impression, plus ou moins affaiblie, s'étend jusqu'à la source elle-même, montrant qu'il arrive alors sur la plaque des radiations de toute nature, depuis celles qui sont très peu déviées jusqu'à celles qui viennent s'arrêter sur le bord même de la cuve contenant le radium.

Au lieu de placer les écrans sur la cuve elle-même, on peut couvrir celle-ci d'une petite gouttière cylindrique plus ou moins épaisse; les effets sont les mêmes, mais sous la gouttière on observe une impression très intense due à des rayons secondaires. L'aluminium, sous $0^{mm},02$ d'épaisseur, laisse passer les radiations de toute nature; le plomb, sous $0^{mm},5$, paraît transparent pour toutes les radiations lorsqu'il est placé sur la cuve, tandis qu'une gouttière cylindrique dont les parois avaient une épaisseur de $0^{mm},33$, a tout arrêté. La transparence du plomb est cependant notable, lorsque celui-ci est en contact immédiat avec le radium; car, dans toutes les épreuves, la position de la source est marquée par une tache circulaire intense due aux rayons qui ont traversé le fond de la cuve, qui a environ $0^{mm},5$ d'épaisseur; il faut toutefois observer que, dans ce cas, la partie non déviable du rayonnement peut traverser également le fond de la cuve et ajouter son effet à celui de la partie déviable par le champ magnétique.

Deux lames d'aluminium, parallèles toutes deux à la plaque, l'une posée sur la gélatine, l'autre à 2 millimètres au-dessus, ont donné la même absorption qualitative. Si l'on dispose trois lames d'aluminium, d'égale épaisseur, l'une sur la plaque, l'autre inclinée à 45°, et la troisième verticale, on constate que la limite des radiations absorbées se rapproche progressivement de la source.

Une lame d'aluminium placée verticalement contre la cuve qui contient la matière radiante laisse passer les radiations les plus déviées, et les ombres des objets placés au-delà de cette plaque montrent que l'impression est produite principalement par des rayons émanés directement de la source. Les ombres sont cependant un peu plus diffuses, et il semble que les rayons secondaires

soient également déviés par le champ et ramenés sur la plaque photographique.

Je n'ai encore aucune explication plausible de ces phénomènes. Cependant l'effet qu'on observe quand les écrans sont sur la plaque photographique paraît bien dû à une absorption élective de radiations sensiblement normales aux écrans, et il donne alors le spectre d'absorption de chaque écran, pour les radiations inégalement déviées dans le champ magnétique. J'ajouterai que les expériences faites dans le vide et exposées plus haut montrent que l'absorption au travers du papier noir est la même dans l'air et dans le vide.

6° *Spectre d'absorption de diverses substances.* — Le spectre d'émission du radium apparaît, dans ces expériences, comme étant continu. Pour caractériser chaque radiation, on peut donner le rayon de courbure de sa trajectoire, dans un champ uniforme déterminé, et comme, d'autre part, le produit $H\rho$ du rayon de courbure par l'intensité H de la composante du champ normale à la trajectoire est constant, je prendrai la valeur de ce produit pour caractériser chaque radiation.

Un écran placé sur la gélatine de la plaque limite l'impression à un arc elliptique un peu diffus, dont le petit axe donne le double du rayon de courbure minimum des trajectoires des radiations transmises. Dans un champ de 1.742 unités C. G. S., ce petit axe était de $7^{mm},5$ environ pour le papier noir, de $11^{mm},5$ pour une lame d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur, de 13 millimètres pour une lamelle de verre, etc.

On trouvera dans le tableau suivant les valeurs du produit $H\rho$ pour les rayons qui limitent l'absorption de divers écrans. Ces nombres ne donnent que des valeurs grossièrement approchées de ces limites, en raison de la diffusion due à la largeur de la source, d'une part, et, d'autre part, en raison de la limite indécise du phénomène d'absorption. En recueillant seulement celles des radiations dispersées qui ont toutes passé par un trou étroit, on a un spectre pur, car en fixant deux points il n'y a qu'une trajectoire pour chaque espèce de rayons. Les limites d'absorption sont les mêmes que dans l'expérience qui vient d'être décrite. Les écrans sont transparents pour des radiations dont les valeurs de $H\rho$ sont supérieures aux nombres du tableau suivant :

Substances	Épaisseur mm.	Limite inférieure du produit $H\rho$ pour les rayons transmis C. G. S.
Papier	0,065	650
Aluminium	0,010	350
	0,100	1.000
	0,200	1.480
Mica	0,025	520
Verre	0,155	1.130
Platine	0,030	1.310
Cuivre	0,085	1.740
Plomb	0,130	2.610

Ces limites approchées, dont je me propose de donner plus tard des valeurs plus exactes, suffisent pour caractériser, d'une manière générale, l'absorption de diverses substances. Ainsi le papier ne laisse pas passer les radiations les plus déviables dont le rayon de courbure dans un champ de 1.000 unités serait inférieur à $6^{mm},5$ environ; pour le verre, les rayons transmis auraient, dans le même champ, des rayons de courbure supérieurs à 11 millimètres.

Les nombres ci-dessus sont tout à fait du même ordre de grandeur que ceux qui ont été trouvés pour les rayons cathodiques. Les radiations les plus déviables, c'est-à-dire celles qui ont le rayon de courbure ou le produit $H\rho$ le plus petit, sont les plus absorbées. Si on leur applique la même théorie que pour les rayons cathodiques, les rayons les plus absorbés seraient ceux pour lesquels le produit $\frac{m}{e}v = H\rho$ de la vitesse par le rapport de la masse matérielle à la charge électrique aurait la moindre valeur.

Ces phénomènes d'absorption inégale viennent confirmer les conclusions que j'avais déduites de l'étude de la phosphorescence excitée par le radium au travers de divers écrans (1).

7° *Considérations sur la déviation électrostatique.* — Les faits qui viennent d'être exposés montrent qu'une partie du rayonnement du radium est tout à fait assimilable à des rayons cathodiques ou à des masses d'électricité négative transportées avec une grande vitesse. M. et Mme Curie viennent de mettre en évidence l'existence de ces charges qui sont excessivement faibles.

On sait que, si v est la vitesse, H l'intensité du champ, et ρ le

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIX, p. 912; 4 décembre 1899.

rayon de courbure de la trajectoire, on doit avoir $\frac{m}{e} v = H\rho$. Or nous avons trouvé, pour les produits $H\rho$ relatifs à diverses radiations des nombres identiques à ceux qui ont été trouvés pour les rayons cathodiques par M. J.-J. Thomson [1], par M. Wien [2] et par M. Lenard [3].

Ces masses en mouvement doivent subir, dans un champ électrique d'intensité F, une déviation $\theta = \frac{Fl}{\frac{m}{e} v^2}$, l étant la longueur du chemin parcouru dans le champ. On sait qu'on n'a pu obtenir jusqu'ici aucune déviation électrostatique pour les rayons du radium. Cependant il ne paraît pas douteux que ce phénomène ne se produise, mais les champs employés n'ont pas été assez intenses pour les mettre en évidence. On est réduit à faire sur ce point des hypothèses ; si l'on admet comme vraisemblable que la vitesse v soit, comme pour les rayons cathodiques, de l'ordre de grandeur de la vitesse de la lumière, par exemple, comme dans les expériences de M. Lenard, le quart de cette vitesse, on voit que, pour observer sur un trajet de 1 centimètre une déviation θ de quelques degrés, soit $\theta = 0{,}20 = 11^\circ{,}4$, au travers du papier noir le produit $H\rho$ étant environ 1.400 pour les rayons les plus efficaces, il faudrait réaliser au moins un champ électrique de 2.10^{12} unités ou une différence de potentiel de 20.000 volts entre deux plateaux distants de 1 centimètre ; il faudrait donc, pour avoir une déviation électrostatique notable, employer des différences de potentiel égales ou supérieures à celles qui provoquent la décharge explosive entre les conducteurs dans l'air, ce qui pourrait être obtenu dans le vide, et ne paraît pas avoir été fait jusqu'ici [4].

---

[1] J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 293 ; 1897.

[2] W. Wien, *Verhandl. der phys. Gesellsch. zu Berlin*, t. XVI, p. 165 ; 1897.

[3] Lenard, *Ann. der Physik und Ch.*, t. LXIV, p. 279 ; 1898.

[4] Depuis la rédaction de cette Note, l'auteur a réalisé l'expérience de la *déviation* électrique du rayonnement du radium dans l'air et dans un champs électrique d'environ 10^{12} unités C. G. S. Pour certains rayons qui traversent le papier noir, l'auteur a trouvé $\frac{m}{e} = 10^7$ et $v = 1{,}6 \cdot 10^{10}$.

SUR LA THÉORIE OSMOTIQUE DES PILES;

Par M. M. COUETTE.

I

Introduction. — La théorie osmotique des forces électromotrices créée par M. *Walther Nernst* (1), en 1889, est devenue, ce me semble, aujourd'hui, presque classique en Allemagne (2) et s'impose à l'attention en France (3). Or elle conduit à des conclusions opposées à celles des recherches expérimentales de nos compatriotes, relativement aux différences de potentiel au contact. La première colonne du tableau suivant donne, pour les différents contacts d'une pile de Daniell, les valeurs que M. *Pellat* (4) a déduites de la combinaison de ses propres expériences avec celles de M. *Gouré de la Villemontée;* la deuxième colonne donne les valeurs adoptées en Allemagne (5).

$Zn \mid SO^4Zn$	0	$0^v,524$
$SO^4Zn \mid SO^4Cu$	$0^v,547$	presque 0
$SO^4Cu \mid Cu$	0	$0^v,515$
$Cu \mid Zn$	$0^v,664$	presque 0.

La considération de la pression osmotique, au lieu de la tension de vapeur, simplifie la démonstration de la relation établie par *von Helmholtz* (6) entre la force électromotrice d'une pile et la concentration des solutions qui en font partie. Mais l'application rigoureuse des principes de la thermodynamique ne donne que la force électromotrice totale et ne suffit pas pour déterminer séparément les différences de potentiel aux divers contacts. M. *Pellat* a demandé cette dernière détermination à l'expérience; M. *Nernst* l'a déduite théoriquement de certaines considérations que nous exposerons plus loin.

(1) *Die elektromotorische Wirksamkeit der Jonen* (*Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. IV, p. 129).

(2) Dr F. Haber, *Grundriss der technischen Elektrochemie*, Leipzig, 1898; — W. Ostwald, *Grundriss der allgemeinen Chemie*, 3te auflage. Leipzig, 1899; etc. — (On peut juger de l'importance attachée en Allemagne à cette théorie et du nombre des recherches qu'elle a inspirées par la lecture des analyses données ici même par M. Guinchant, des travaux que publie la *Zeitschrift für physikalische Chemie*. Voir, en particulier, le présent volume, p. 231 et suivantes. R.

(3) A. Hollard, *Revue générale des Sciences*, t. IX, p. 358 et p. 411; — *id.*, t. X, p. 939; 1898-1899; — M. Le Blanc, *Rev. gén. des Sc.*, t. X, p. 725; 1899.

(4) *Bull. de la Soc. de Phys.*, 1890, p. 188.

(5) Dr Haber, *loc. cit.*, p. 107.

(6) *Berl. Sitzungsber.*, 1882, p. 836; — *J. de Phys.*, 2e série., t. III, p. 396; 1884. — *Cours de Thermodynamique* de M. *Lippmann*, p. 212.

II

Théorie thermodynamique. — *Lemme.* — *Quand la température* T *figure parmi les variables indépendantes, on peut écrire, pour chacune des expressions* $d\mathfrak{T}$ *et* dQ, *les conditions d'intégrabilité relatives aux variables autres que* T.

Soient en effet :

$$d\mathfrak{T} = Adx + Bdy + \dots CdT,$$
$$dQ = Ldx + Mdy + \dots NdT,$$

et par suite :

$$dU = d\mathfrak{T} + JdQ = (A + JL)\,dx + (B + JM)\,dy + \dots (C + JN)\,dT$$
$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{L}{T}\,dx + \frac{M}{T}\,dy + \dots \frac{N}{T}\,dT.$$

Les conditions d'intégrabilité de dU et de dS sont :

$$\frac{\partial A}{\partial y} + J\,\frac{\partial L}{\partial y} = \frac{\partial B}{\partial x} + J\,\frac{\partial M}{\partial x},$$
$$\frac{1}{T}\,\frac{\partial L}{\partial y} = \frac{1}{T}\,\frac{\partial M}{\partial x},$$

relativement aux variables x et y; en les combinant, on trouve :

$$\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{\partial B}{\partial x}, \qquad \frac{\partial M}{\partial y} = \frac{\partial M}{\partial x},$$

et on obtient deux équations semblables pour tout couple de variables autres que T.

Formule fondamentale. — Considérons d'abord une pile à un seul liquide et à dépolarisant solide. Donnons-lui pour *pôles* deux conducteurs creux, A et B, *formés d'un même métal* quelconque. Nous transporterons, comme il nous plaira, de l'électricité de l'extérieur de l'un à l'intérieur de l'autre, au moyen d'un *porteur* de capacité infiniment petite, *de même métal que les pôles*, et fixé sur un manche isolant. Son mouvement sera infiniment lent, afin que l'effet Joule soit négligeable, et les conditions de réversibilité, satisfaites.

Alors la différence de potentiel entre les pôles sera égale à la force électromotrice de la pile :

$$V_B - V_A = E;$$

et le travail de la force appliquée par l'opérateur au porteur, pendant le transport de la quantité d'électricité dm du pôle B au pôle A, sera :

$$(V_A - V_B)\,dm = -\,Edm.$$

D'autre part, le liquide de la pile communiquera, par l'intermédiaire d'une cloison semi-perméable, avec de l'eau pure contenue dans un corps de pompe. En déplaçant le piston, nous ferons passer, à volonté, *de l'eau pure*, dans un sens ou dans l'autre, à travers la cloison, et nous modifierons ainsi le volume v, et, par suite, la concentration de la solution électrolytique. La condition d'équilibre osmotique entre cette solution et l'eau de la pompe est que la pression de la première ait sur celle de la seconde un excès égal à la *pression osmotique* ϖ. Pour remplir la condition de réversibilité, nous donnerons au piston un mouvement assez lent pour que l'équilibre osmotique soit toujours infiniment près d'être réalisé. Alors, pendant l'accroissement dv, de volume de la solution, la somme des travaux de la pression atmosphérique P, qui s'exerce à sa surface libre, et de la pression $P - \varpi$, exercée par le piston sur l'eau de la pompe, sera :

$$-Pdv + (P - \varpi)\,dv = -\varpi dv.$$

Prenons pour variables indépendantes la température T du système, le volume v de la solution et la quantité m d'électricité qui depuis un certain instant initial, a traversé la pile en allant du pôle A au pôle B. Pour la transformation dv, dm, le travail des forces extérieures est :

$$d\mathfrak{T} = -\,Edm - \varpi dv;$$

et le lemme nous fournit la relation :

$$\frac{\partial E}{\partial v} = \frac{\partial \varpi}{\partial m}. \tag{1}$$

Nous désignerons par N le nombre total des molécules-grammes de sel contenues dans la dissolution, et par γ sa *concentration moléculaire*, c'est-à-dire le nombre de molécules-grammes de sel qu'elle contient par centimètre cube, abstraction faite de toute dissociation. Evidemment :

$$N = v\gamma. \tag{2}$$

E ne dépend de v que par l'intermédiaire de γ. On peut donc écrire :

$$\frac{\partial E}{\partial v} = \frac{\partial E}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial v} = \frac{\partial E}{\partial \gamma}\left(-\frac{\gamma}{v}\right); \tag{3}$$

car, lorsqu'on modifie γ en changeant v, mais non N, la différentiation de l'équation (2) donne :

$$0 = \gamma dv + v d\gamma$$

De même, ϖ ne dépend de m que par l'intermédiaire de γ. Le passage de la quantité d'électricité dm à travers l'électrolyte augmente de dN le nombre de ses molécules, sans changer son volume, et la différentiation de l'équation (2) donne alors :

$$\frac{\partial N}{\partial m} = v \frac{\partial \gamma}{\partial m}.$$

Par conséquent :

$$\frac{\partial \varpi}{\partial m} = \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial m} = \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial N}{\partial m}. \tag{4}$$

En substituant dans (1) les expressions (2) et (4), on obtient enfin :

$$\frac{\partial E}{\partial \gamma} = -\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial N}{\partial m}, \tag{5}$$

relation équivalente à celle de *von Helmholtz*.

Le facteur $\frac{\partial N}{\partial m}$ ne dépend pas de γ ; et une simple quadrature donne :

$$E = -\frac{\partial N}{\partial m} \int \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} \cdot d\gamma. \tag{6}$$

Généralisation. — La même théorie s'applique sans difficulté aux piles à deux liquides, à plusieurs piles et généralement à plusieurs solutions électrolytiques, placées en série dans un même circuit. Il suffit d'adjoindre à chaque solution une cloison semi-perméable et une pompe ; alors les volumes v_1, v_2, v_3, ..., des diverses solutions sont des variables indépendantes ; l'expression du travail devient :

$$d\mathfrak{T} = -Edm - \varpi_1 dv_1 - \varpi_2 dv_2 \ldots$$

et l'on obtient, pour chaque solution, une équation semblable à (5), où E désigne toujours la *force électromotrice totale* de la série, au lieu que ϖ, γ, $\frac{\partial N}{\partial m}$ sont spéciaux à chaque solution. Connaissant ainsi les dérivées partielles $\frac{\partial E}{\partial \gamma_1}$, $\frac{\partial E}{\partial \gamma_2}$, etc., on arrive, par intégration, à la formule :

$$E = \Sigma \left[-\frac{\partial N}{\partial m} \int \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} \cdot d\gamma \right]. \tag{7}$$

Expression développée de $\frac{\partial \varpi}{\partial \gamma}$ *et calcul de l'intégrale* $\int \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} d\gamma$. —

D'après M. *Arrhenius* [1] les molécules des sels, acides ou hydrates en dissolution, sont plus ou moins complètement dissociées en *ions*, et chaque *ion* joue, au point de vue de la pression osmotique, le même rôle qu'une molécule non dissociée. On appelle *degré de dissociation* δ le rapport du nombre de molécules dissociées au nombre total de molécules dissociées ou non; si donc une solution contient en tout N molécules, $N\delta$ sont dissociées en ions, et $N(1-\delta)$ ne le sont pas. Soit j le nombre d'ions fournis par 1 molécule ($j=2$ pour NaCl et pour SO^4Zn ; $j=3$ pour $ZnCl^2$ et pour SO^4H^2); et soit $\mathfrak{N}$ le nombre total d'ions et de molécules non dissociées qui se trouvent dans une dissolution, où le nombre des molécules primitives est N. On trouve facilement :

$$\mathfrak{N} = N\delta j + N(1-\delta) = N[1+(j-1)\delta]. \tag{8}$$

Quand la dissociation est complète (cas limite dont se rapprochent les solutions très diluées), $\delta = 1$ et $\mathfrak{N} = Nj$.

D'autre part, d'après M. *Van't Hoff* [2], la pression osmotique ϖ satisfait à une équation semblable à celle des gaz parfaits :

$$\varpi v = \mathfrak{N} RT,$$

où $\mathfrak{N}$ a la même signification que ci-dessus, et R représente la même constante que pour les gaz, soit 8,316 C. G. S.

Premier cas. — Dissociation complète : $\mathfrak{N} = Nj$.

$$\varpi v = NjRT$$

et

$$\varpi = j\gamma RT, \qquad \text{puisque} \qquad \frac{N}{v} = \gamma.$$

Alors :

$$\frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} = RTj$$

et

$$\int \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma}\, d\gamma = jRT \,.\, \log \gamma + C. \tag{9}$$

Je désigne par *log* les logarithmes népériens.

Deuxième cas. — Dissociation partielle.

$$\mathfrak{N} = N[1+(j-1)\delta].$$

d'où :

$$\varpi = [1+(j-1)\delta]\gamma RT; \tag{10}$$

---

[1] *Zeitsch. f. ph. Ch.*, t. I, p. 631 ; 1887.
[2] *Zeitsch. f. ph. Ch.*, t. I, p. 481 ; 1887.

Le degré de dissociation δ et la concentration moléculaire γ sont liés l'un à l'autre par la *loi des masses* (¹). Soient m_1 et m_2 les masses des produits mis en liberté par une dissociation, m_3 la masse du reste non dissocié, le tout dans le volume v à la température T ; cette loi s'exprime par l'égalité :

$$\frac{m_1 m_2}{m_3} = Kv, \tag{11}$$

où le coefficient K, appelé *constante de dissociation*, est fonction de T, mais non de v. Dans le cas de la dissociation électrolytique, $N\delta$ molécules dissociées fournissent $N\delta$ groupes cationiques de masse μ_1 et $N\delta$ groupes anioniques de masse μ_2 ; $N(1-\delta)$ molécules de masse $(\mu_1 + \mu_2)$ ne sont pas dissociées. On a donc :

$$m_1 = N\delta\mu_1, \qquad m_2 = N\delta\mu_2, \qquad m_3 = N(1-\delta)(\mu_1+\mu_2).$$

En substituant ces valeurs dans (11), se rappelant que $\frac{N}{v} = \gamma$, et posant $K\frac{\mu_1+\mu_2}{\mu_1\mu_2} = k$, on trouve :

$$\gamma\delta^2 = k(1-\delta). \tag{12}$$

L'élimination de δ entre (10) et (12) donne :

$$\varpi = RT\gamma - \frac{k(j-1)}{2} \cdot RT + \frac{j-1}{2}\sqrt{k^2+4k\gamma} \cdot RT.$$

Donc :

$$\frac{\partial\varpi}{\partial\gamma} = RT + \frac{(j-1)kRT}{\sqrt{k^2+4k\gamma}},$$

et

$$\int \frac{1}{\gamma}\cdot\frac{\partial\varpi}{\partial\gamma}\,d\gamma = RT\left[\log\gamma + (j-1)\log\frac{\sqrt{k^2+4k\gamma}-k}{\sqrt{k^2+4k\gamma}+k}\right] + C.$$

Expression développée de $\frac{\partial N}{\partial m}$. — Elle dépend non seulement de la nature chimique de la solution considérée, mais encore de celles des électrodes ou des autres solutions en contact avec elle. Nous la formerons pour les cas les plus importants.

1° *Pile à dépolarisant solide.* — Soit n la valence de chacun des groupes ioniques en lesquels se scinde la molécule ($n = 1$ pour KCl ; $n = 2$ pour SO^4K^2 ou pour $ZnCl^2$) ; soit F = 96.300 coulombs, la

(¹) DUHEM, *Potentiel thermodynamique*, p. 51 ; — OSTWALD, *Lehrbuch der allgemeinen Chemie*, t. II, p. 723.

quantité d'électricité liée au déplacement d'un équivalent-gramme. Le passage de la quantité dm d'électricité à travers le liquide de la pile, dans le sens AB, ajoute à la solution $dN = \frac{dm}{nF}$ molécules-grammes de sel, lorsque A est le pôle négatif, ce que nous supposerons ici. Alors :

$$\frac{\partial N}{\partial m} = \frac{1}{nF}.$$

En transportant cette valeur dans l'équation (5), on trouve :

$$\frac{\partial E}{\partial \gamma} = -\frac{1}{nF} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma};$$

et, comme $\frac{\partial \varpi}{\partial \gamma}$ est toujours positif, on conclut de là que la *force électromotrice d'une pile de cette espèce varie en sens inverse de la concentration.*

2° *Pile constituée par deux métaux respectivement plongés dans des solutions de leurs sels.* — Le passage de dm, dans le même sens que ci-dessus, ajoute $\frac{1}{nF}$ molécules à la solution anodique (SO^4Zn dans une pile de Daniell) et en retranche le même nombre à la solution cathodique (SO^4Cu). On a donc pour la première solution :

$$\left(\frac{\partial N}{\partial m}\right)_1 = \frac{1}{nF}.$$

et pour la deuxième :

$$\left(\frac{\partial N}{\partial m}\right)_2 = -\frac{1}{nF}.$$

$\frac{\partial E}{\partial \gamma_1}$ est donc négatif, et $\frac{\partial E}{\partial \gamma_2}$ est positif ; la force électromotrice d'une pile de Daniell varie dans le même sens que la concentration de la solution de SO^4Cu, et en sens inverse de celle de SO^4Zn.

3° *Chaine de concentration de première espèce.* — Deux électrodes formées d'un même métal M plongent dans deux solutions inégalement concentrées de l'un de leurs sels : ces solutions seront désignées par L_1 et L_2, et numérotées dans le sens suivant lequel on les rencontre en allant du pôle A au pôle B ; elles sont en contact l'une avec l'autre, de sorte que le schéma de cette chaine est :

$$A \mid M \mid L_1 \mid L_2 \mid M \mid B.$$

M. *Hittorf* a montré qu'une solution électrolytique, où plongent des *électrodes inattaquables*, s'appauvrit inégalement autour de chacune d'elles. Pour 1 molécule détruite par le courant, la fraction h disparaît autour de la cathode, et la fraction $(1-h)$ autour de l'anode. Les fractions h et $(1-h)$ s'appellent *coefficients de transport*. Lorsque les électrodes sont attaquables, le changement définitif de concentration est la somme algébrique de l'effet produit par le phénomène de Hittorf et de l'effet produit par la réaction entre les électrodes et les ions.

D'après cela, quand la quantité d'électricité dm traverse la chaîne de A vers B, $\frac{dm}{nF}$ molécules de sel sont détruites. La solution L_1 en perd, de ce chef, $(1-h)\frac{dm}{nF}$, mais en gagne $\frac{dm}{nF}$, qui se forment aux dépens de l'électrode. En définitive, L_1 s'enrichit de

$$\frac{dm}{nF}-(1-h)\frac{dm}{nF}=h\frac{dm}{nF}$$

molécules ; et, par conséquent :

$$\left(\frac{\partial N}{\partial m}\right)_1=+\frac{h}{nF}.$$

La solution L_2 perd, en même temps, $h\frac{dm}{nF}$ molécules ; par conséquent :

$$\left(\frac{\partial N}{\partial m}\right)_2=-\frac{h}{nF}.$$

En transportant ces valeurs dans l'équation (7), on trouve :

$$E=\frac{h}{nF}\left[-\int_{\gamma_0}^{\gamma_1}\frac{1}{\gamma}\frac{\partial\varpi}{\partial\gamma}d\gamma+\int_{\gamma_0}^{\gamma_2}\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{\partial\varpi}{\partial\gamma}d\gamma\right],$$

γ_0 désignant une concentration arbitraire, γ_1 et γ_2 les concentrations actuelles des deux dissolutions ; il n'y a pas de constante à ajouter, car on doit évidemment avoir $E=0$ pour $\gamma_1=\gamma_2$. La formule ci-dessus se simplifie immédiatement et devient :

$$E=\frac{h}{nF}\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{\partial\varpi}{\partial\gamma}\cdot d\gamma.$$

A l'exemple de M. *Nernst*, nous ne pousserons le calcul plus loin qu'en supposant la dissociation complète. Alors, comme nous l'avons vu plus haut (formule 9) :

$$\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial \varpi}{\partial \gamma} d\gamma = j\text{RT} \log \frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

et définitivement :

$$(13) \qquad \text{E} = \frac{j\text{RT}h}{n\text{F}} \log \frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

4° *Chaîne de concentration de deuxième espèce.* — J'appelle ainsi une chaîne conforme au schéma suivant :

$$\text{A} \mid \text{D} \mid \text{L}_1 \mid \text{L}_2 \mid \text{D} \mid \text{B},$$

où je désigne par D deux électrodes constituées de la même manière par un conducteur entouré d'un dépolarisant solide, capable de fournir aux cations ce qu'il leur faut pour reconstituer des molécules (par exemple, le sel dissous étant un chlorure, le dépolarisant sera un chlorure insoluble). Des raisonnements calqués sur ceux du cas précédent conduisent à la formule :

$$(14) \qquad \text{E} = \frac{j\text{RT}(1-h)}{n\text{F}} \log \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

(*A suivre.*)

SUR LA CICATRISATION DES CRISTAUX ET L'INFLUENCE DU MILIEU SUR LEUR FORMATION ;

Par M. Ch. MAURAIN.

I. *Cicatrisation.* — On sait que, si on modifie d'une manière quelconque la forme d'un cristal obtenu régulier dans des conditions déterminées d'accroissement, et qu'on le replace dans ces mêmes conditions, l'accroissement se fait d'abord de manière que la modification disparaisse, et se continue alors régulièrement. Les circonstances qui accompagnent ce phénomène sont très variées et non encore soumises à des lois ; j'ai fait à ce sujet un grand nombre d'expériences, dont j'indiquerai seulement celles qui peuvent offrir

quelque intérêt en précisant ces circonstances ou en infirmant quelque hypothèse [1].

De ce qu'une cassure irrégulière se cicatrise vite, certains auteurs ont conclu que la rugosité de la surface était pour quelque chose dans le phénomène; cette hypothèse est inconciliable avec le fait suivant, bien connu : en modifiant la composition du bain nourrissant, on peut donner aux cristaux des faces qui ne se produisent pas dans le bain ordinaire; par exemple, aux aluns octaédriques on peut donner des faces cubiques ; or ces faces, naturelles et bien polies, disparaissent si on plonge le cristal dans le bain ordinaire, comme cela a lieu pour les cassures irrégulières. Les expériences suivantes conduisent au même résultat, mais en ajoutant quelque chose : des cristaux d'alun de chrome sont nourris pendant un certain temps à moitié plongés seulement; la partie plongée seule se développe, et reste composée des faces ordinaires, parallèles à celles de la partie non plongée (Voir remarque 2); si le cristal ainsi modifié est replongé tout entier dans le bain nourrissants, la partie restée petite se développe beaucoup plus vite que l'autre ; en quelques heures, elle est devenue aussi grosse que celle-ci, qui s'est très peu accrue, et on a de nouveau un cristal régulier; or la croissance rapide ou cicatrisation s'est faite sur des faces naturelles et polies, qui, de plus, sont des faces *ordinaires* du cristal dans les conditions de l'expérience.

On peut encore opérer ainsi : Un cristal d'alun assez régulier, mais plat dans une certaine direction, est mis dans un bain nourrissant ordinaire; on mesure de temps en temps la distance des couples de faces parallèles; on constate que l'accroissement est plus rapide perpendiculairement aux faces les plus rapprochées, que perpendiculairement aux autres : c'est une sorte de cicatrisation sur les faces ordinaires, qui fait tendre le cristal vers sa forme régulière.

Je n'ai jamais observé qu'une modification artificielle sur un élément d'un cristal ait une influence sur la forme que prend, pendant l'accroissement consécutif, l'élément symétrique (observation que Lavalle dit avoir faite); il est vrai que j'ai obtenu le résultat suivant : un cristal octaédrique d'alun, bien régulier, est placé dans un bain nourrissant, de manière qu'il repose sur le fond du vase par une de

[1] On pourra trouver l'historique de la question dans : O. LEHMANN, *Molekular Physik*. W. Engelmann, Leipzig.

ses faces ; on mesure de temps en temps la distance des couples de faces parallèles ; l'accroissement, perpendiculairement aux faces parallèles au fond, est plus lent que perpendiculairement aux autres faces, et même plus de deux fois plus lent, c'est-à-dire que le dépôt sur la seule face parallèle au fond qui soit libre est plus lent que sur les autres faces ; mais cela provient sans doute des conditions particulières où se trouve placée cette face horizontale, et non pas de ce fait qu'elle est parallèle à une face sur laquelle on empêche artificiellement le dépôt.

Je vais résumer ce que mes expériences semblent présenter de général, sans avoir aucunement la prétention de formuler une loi : une modification artificielle ayant été apportée à la forme de la surface d'un cristal, lorsqu'on le remet dans le bain nourrissant, un travail actif s'accomplit sur la partie modifiée ; si elle était brute, elle se recouvre d'abord rapidement de facettes qui ne font pas toutes partie, en général, de la forme ordinaire aux conditions où on opère, et qui paraissent telles qu'il se reforme d'abord, sur la partie modifiée, une surface convexe entièrement composée de facettes, compatibles avec la symétrie du cristal, avec le moindre dépôt possible de matière. Puis la cicatrisation continue, il semble moins rapidement, en éliminant progressivement, parmi les facettes formées celles qui ne font pas partie de la forme ordinaire. La forme qui comprenait toutes ces facettes paraît donc encore instable, mais moins que la forme primitive non entièrement limitée par des facettes naturelles.

Ce qui précède s'appuie sur le mode de cicatrisation de cristaux d'alun tronqués sur les arêtes ou les sommets de différentes façons ; si on crée à la lime une face qui peut devenir naturelle, par exemple une face du cube, ou une troncature tangente sur une arête, la face artificielle devient très promptement naturelle, bien polie, dans la solution pure, mais disparaît ensuite ; si on crée une face plane incompatible avec la symétrie du cristal, elle ne se transforme pas en face naturelle ; mais elle se recouvre d'un dépôt limité par les faces naturelles les plus proches formant un ensemble convexe ; ces expériences, faites sur des cristaux d'alun de chrome, ont été répétées sur des cristaux d'alun ordinaire, plongés ensuite dans une solution d'alun de chrome ; on peut alors comparer nettement la masse colorée qui a produit la cicatrisation à celle très faible déposée sur les faces ordinaires ; cette dernière se manifeste par une coloration à peine sensible.

Remarque 1. — Quand on veut obtenir de gros cristaux bien réguliers, il résulte de ce qui précède qu'il suffit de rectifier de temps en temps au couteau ou à la lime les irrégularités de croissance qui ont pu se produire : les parties artificielles ainsi produites, étant à peu près des faces ordinaires, deviennent promptement naturelles, bien polies. (Le fil par lequel on suspend le cristal est bientôt recouvert et ne trouble que le point du cristal où il en sort.)

Remarque 2. — Dans les cristaux nourris plongés seulement en partie dans la solution, je n'ai jamais obtenu de surface de raccordement plane, ni de forme quelconque bien nette, bien que j'aie maintenu le niveau constant au moyen de vases fermés, très larges, communiquant par un siphon avec le vase où se nourrit le cristal ; et cela, même quand la surface du liquide est parallèle à une face possible, j'ai eu des tablettes de raccordement de 4 à 5 millimètres de large ; elles sont, loin de la paroi primitive, constituées par un plan grossier tailladé de nombreuses crevasses, et se raccordent à cette paroi par une partie courbe ayant l'aspect de la surface même d'ascension du liquide contre cette paroi.

Remarque 3. — Je suppose qu'on déforme par des troncatures artificielles un cristal primitivement régulier et qu'on le replace dans le bain qui donne des cristaux réguliers ; au bout de quelque temps, la cicatrisation est complète, et le cristal a repris une forme extérieure régulière, telle qu'on ne peut *a priori* savoir par quelles transformations il a passé ; il paraît identique à un cristal de même grosseur, dont la croissance a toujours été régulière. Cependant les dépôts se sont faits sur l'un et sur l'autre, dans des conditions différentes. Il est fort possible que la régularité de distribution des propriétés ait été altérée dans le premier. La même chose peut se produire dans des cristaux naturels, dont les conditions de formation n'ont pas toujours été les mêmes, de sorte qu'à un moment il y ait eu, par exemple, des faces qui n'ont jamais existé sur l'autre.

II. *Essais sur l'influence du milieu.* — De nombreuses expériences relatives à l'influence du milieu, où je cherchais surtout à mettre en évidence un rôle de la tension superficielle, je n'ai pu déduire aucun résultat général [1]. Je résumerai donc seulement les résultats obte-

[1] De cela je ne veux nullement conclure qu'une action générale de la tension superficielle n'existe pas ; d'abord, ce qu'il faudrait faire intervenir, c'est la tension au contact du liquide et du cristal, sur laquelle on ne sait pas grand'chose ; de plus, une telle action peut être masquée par la variation des autres condi-

nus avec chaque corps en observant au microscope la formation des cristaux [1].

Azotate de potasse. — Par évaporation de la solution aqueuse, on obtient, sur le bord de la goutte, des prismes très allongés ; ceux qui se forment à l'intérieur sont plus ramassés. Si on ajoute à l'eau de la glycérine, les cristaux sont de même forme, mais très nets. La solution dans l'alcool laisse une ceinture de plaques cristallines en parallélogrammes peu allongés, et dans la partie centrale des filaments non rectilignes, formés par l'assemblage de petits cristaux plats. La solution dans l'éther donne des plaques cristallines à arêtes nettes, peu allongées, et aussi des bâtonnets prismatiques peu différents de ceux qu'on obtient avec l'eau.

Chlorure de sodium (j'ai choisi ce corps et le précédent parce que leurs cristaux sont anhydres, ce qui simplifie le rôle de l'eau de dissolution). — Les solutions dans l'alcool et l'éther donnent des plaques où apparaissent les arêtes de l'octaèdre, alors que la solution aqueuse donne des cubes.

Camphre. — Les cristaux obtenus par sublimation se présentent sous forme de plaques brillantes, à arêtes nettes et bien rectilignes, mais s'émoussant promptement par évaporation. L'évaporation de la solution alcoolique donne de grandes étoiles dentelées, à symétrie hexagonale ; au moment où ces étoiles se forment, le centre apparaît d'abord, puis aussitôt les six arêtes rectilignes s'allongent en même temps, enfin les dentelures se forment autour de ces rayons.

Bichlorure de mercure. — La sublimation donne des houppes de bâtonnets prismatiques très brillants ; dans l'évaporation de la solution aqueuse, il se forme à la surface des prismes allongés et, au fond, des prismes bien plus ramassés.

Remarque 1. — Il y a presque toujours une différence marquée entre les cristaux qui se forment, dans l'évaporation d'une goutte de solution déposée sur une lamelle de verre, sur le bord de la goutte et dans l'intérieur.

Remarque 2. — Les cristaux formés par sublimation s'arrondissent et se déchiquètent par évaporation, à peu près comme les cristaux réguliers qu'on place dans un dissolvant pur.

---

tions : densité du liquide, viscosité, solubilité plus ou moins grande du corps, rapidité d'évaporation, etc.

[1] Une note plus étendue paraîtra dans le *Bulletin de la Société scientifique et médicale de l'Ouest.*

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XLIX ; Janvier 1900.

RUTHERFORD. — A radioactive Substance emitted from Thorium Compounds (Substance radioactive émise par les composés du thorium). — P. 1.

L'oxyde de thorium en couche très mince est radioactif, avec une intensité qui décroît en progression géométrique, quand l'épaisseur d'une feuille de papier qui le recouvre croît en progression arithmétique. En couche épaisse (1 gramme par 25 centimètres carrés) l'intensité est la même, quel que soit le nombre de feuilles de papier après la première, et indépendante du champ électrique. Elle est très diminuée par un courant d'air, même faible. M. Rutherford, pour expliquer ces faits, émet l'hypothèse que l'oxyde de thorium émet une substance traversant le papier et rendant le gaz conducteur dans son voisinage. Pour mesurer la durée de la radioactivité de cette « émanation », il fait passer un courant d'air privé de poussières au-dessus d'oxyde de thorium enveloppé dans du papier. Cet air vient ensuite dans un cylindre métallique C au potentiel de 100 volts, contenant, à son intérieur, une plaque D. C et D communiquent avec les deux paires de quadrants d'un électromètre. On a un courant de décharge qui va décroissant, quand on arrête le courant d'air, mais qui est appréciable pendant dix minutes encore, tandis qu'avec l'uranium il n'aurait duré qu'une fraction de seconde. On obtient aussi la même durée en déterminant la vitesse du courant d'air, qui donne un courant permanent.

On voit aussi, par d'autres expériences, que cette « émanation » ne possède aucune charge électrique et qu'elle n'est pas modifiée par le champ électrique.

Cette « émanation » traverse le coton de verre, l'eau, l'acide sulfurique ; elle a des actions photographiques et électriques semblables à celles de l'uranium. Elle traverse les métaux en feuilles très minces.

On explique la variation du courant au début, quand on apporte la source d'émanation, et à la fin, quand on l'enlève, par ce fait que les particules ne sont radioactives que pendant un certain temps.

La nature du gaz, la pression, la vapeur d'eau ne modifient pas la quantité d'émanation.

Les faits ci-dessus, ainsi que la non-formation de nuages au-dessus d'une surface d'eau, quand on produit de faibles expansions de l'air en présence d'oxyde de thorium, ne sont pas favorables à cette idée que cette « émanation » serait une poussière.

Serait-ce une vapeur? Le vide d'un tube de Geissler n'est pas modifié quand on le fait communiquer avec un ballon à la même pression contenant de l'oxyde de thorium.

En outre, M. Rutherford signale que l'ion positif produit dans un gaz par cette « émanation » rend radioactifs les corps sur lesquels il tombe, cela pendant plusieurs jours.

Le nitrate, l'oxalate, le sulfate possèdent la même propriété que l'oxyde.

PERREAU.

OSGOOD PEIRCE. — On the thermal Conductivity of Vulcanite (Conductibilité thermique du caoutchouc). — P. 15.

Emploi de la méthode du mur. La lame étudiée sépare une chambre de vapeur à 100°, d'un vase dont elle forme le fond, et qu'on remplit de glace. On mesure directement le nombre de calories qui ont traversé la lame par le poids de glace fondu.

On a trouvé, suivant les échantillons, des valeurs variant de 0,000200 à 0,000317.

B. B.

SPIERS. — On Contact Electricity (Sur l'électricité de contact). — P. 70.

La différence de potentiel au contact de deux métaux est-elle due en tout ou en partie à la couche gazeuse qui se trouve à la surface des métaux? M. Spiers a essayé de résoudre ce problème. Il a employé plusieurs dispositifs. Voici le dernier : Dans l'intérieur d'un tube de verre de 4 centimètres de diamètre se trouve une plaque de platine isolée A (18 millimètres sur 143 millimètres), suspendue à un tube de verre B. Une seconde plaque C (d'abord en Al, ensuite en acier) est suspendue à deux fils d'aluminium, D et E, soudés en haut du tube de verre, de sorte que la plaque C pend librement; elle est parallèle et très rapprochée de A. Elle porte trois taquets qui viennent heurter à ce moment un tube L en aluminium relié à la terre en

portant une feuille d'aluminium entourant à moitié la plaque A, qui se trouve ainsi entourée par un écran communiquant avec le sol.

La mesure se fait par la méthode de compensation bien connue. Pour cela, la plaque C pouvait être écartée de A au moyen d'un électro-aimant placé en dehors du tube. Si C était en aluminium, elle portait, pour cela, une plaque en fer par derrière.

Pour pouvoir porter les plaques à une température élevée, le tube de verre est, en réalité, formé de deux parties dont l'inférieure est un tube à combustion en verre dur. Elles sont reliées au moyen d'un rodage très soigné plongeant dans du mercure contenu dans un tube concentrique.

On peut faire le vide dans le tube et y laisser rentrer le gaz désiré.

Donnons simplement les résultats obtenus avec une plaque C en aluminium :

C polie au papier d'émeri, différence de potentiel initiale........	D = 1,45 volt
D décroît, devient, 1,20 après une heure et demie et se fixe à la valeur 1,02 volt.	
Tube chauffé avec vide = $\frac{1}{230}$ de millimètre, puis, après refroidissement, avec une pression de $\frac{1}{2500}$ de millimètre; on avait........	D = 0,28 —
Après 15 heures, avec une pression de $\frac{1}{80}$ millimètre..	D = 0,31 —
Après 15 heures, avec une pression de $\frac{1}{8000}$ millimètre..	D = 0,31 —
Le tube ouvert à l'air pendant 3 jours........	D = 0,02 —
La plaque retirée et polie a donné ensuite........	D = 0,72 —
Avec le tube chauffé en plein air, la plaque a donné.	D = 0,31 —
Repolie ensuite, elle donnait........	D = 1,10 —

Dans une seconde expérience on fit le vide sous l'hydrogène. Au début, on avait D = 0,98 volt. On obtient des valeurs voisines pour des vides divers d'H, même en chauffant. Mais, en chauffant plus fort avec un vide de $\frac{1}{10.000}$ de millimètre, on obtient D = 0,09 volt, puis, après rentrée d'air sec, D = — 0,15 volt.

La plaque d'aluminium présentait alors une légère coloration. Polie, elle redonnait D = 1,20 volt.

Ceci semble donner comme conclusion que, même dans un vide d'hydrogène de $\frac{1}{10.000}$ de millimètre, il y aura encore, après quatre lavages avec ce gaz, assez d'oxygène pour oxyder la surface de la plaque d'aluminium portée à une assez haute température.

M. Spiers conclut en disant que ces faits plaident plutôt pour la théorie que l'effet Volta est dû à quelque action électrolytique du milieu ou des milieux qui entourent les deux métaux.

PERREAU.

T.-G. BEDFORD. — Expansion of Porcelain with Rise of temperature (Dilatation de la porcelaine). — P. 90.

Méthode du comparateur à dilatation, appliquée à un tube de 1 mètre en porcelaine de Bayeux. On a trouvé :

$$\frac{1}{l_0}\frac{dl}{dt} = 34,25 \,.\, 10^{-7} + 21,4 \,.\, 10^{-10}t.$$

LORD RAYLEIGH. — La loi de répartition de l'énergie cinétique. — P. 98-118.

1. L'auteur revient sur la célèbre objection de lord Kelvin à la loi de répartition de Maxwell [1]. Il donne une réponse un peu différente de celle de M. Poincaré.

Supposons que la force répulsive F à laquelle est soumise la boule A soit limitée à une couche très mince en H, de telle sorte que, quand A a traversé cette couche, il n'est plus soumis à aucune nouvelle force, jusqu'à ce qu'il ait atteint la borne K. Comparons les deux cas suivants :

1° F est assez fort pour que, quelle que soit pratiquement la vitesse de A, A soit réfléchi sur H, qui agit comme une barrière rigide; 2° F est juste assez fort pour produire ce résultat, sauf quand A arrive avec une énergie cinétique à peu près égale à l'énergie totale du système. A pénètre alors dans H, se meut lentement de H en K, revient de K en H, étant ainsi restée un temps relativement long entre H et K. Le raisonnement de lord Kelvin suppose que l'énergie totale moyenne de A serait la même dans les deux cas; il n'en est

---

[1] KELVIN, *Conférences scientifiques et Allocutions :* trad. française, p. 354. — POINCARÉ, *Rev. gén. des Sc.*, 1894, p. 513 (Voyez la figure dans *lord Kelvin*, p. 355).

rien. Car, durant les pénétrations occasionnelles au-delà de H, dans le second cas, A possède à peu près l'énergie totale du système, et il la conserve durant une période prolongée par la pénétration. Donc, dans le cas 2°, A possède une énergie totale moyenne supérieure à celle qu'il possède dans le cas 1° ; rien n'empêche les énergies cinétiques d'être les mêmes dans les deux cas.

2. Lord Rayleigh étudie un système particulier : Un point mobile dans un espace à deux dimensions (telle une bille de billard) a deux coordonnées x, y, et deux vitesses u, v. Il cherche la condition pour la loi de distribution stationnaire, et l'égale répartition de l'énergie qui en est une conséquence. On trouve, conformément à la pensée de Maxwell, « que la seule supposition nécessaire pour la preuve directe est que le système abandonné à lui-même dans son état actuel de mouvement doive passer tôt ou tard par toute phase compatible avec l'équation de l'énergie ». La loi de l'égale répartition, dont il est ici question, s'applique à un grand nombre de particules à un moment donné, non à la moyenne des valeurs de l'énergie pour une même particule prise à une série de moments.

La loi de la moyenne dans le temps apparaît à l'auteur ne rien impliquer de plus que le postulat de Maxwell, sans lequel la loi de distribution elle-même n'est qu'un arrangement artificiel, suffisant, mais non nécessaire, pour l'état stationnaire.

3. L'auteur termine par quelques considérations sur la théorie cinétique en général et sur la seconde loi de la thermodynamique. Il considère les conséquences qu'on en tire quelquefois comme seulement probables. « De petites valeurs de l'énergie utilisable sont à coup sûr plus probables que de grandes ; mais il y a un degré de petitesse au-dessous duquel il est improbable que la valeur tombe. »

La difficulté fondamentale que rencontrera, non seulement toute théorie cinétique des gaz, mais toute dynamique générale, est la suivante : Toute condition dont la violation entraînerait une large dépense d'énergie potentielle peut être traitée comme une contrainte. C'est ainsi que des solides sont regardés comme rigides, des fils comme inextensibles, etc. C'est sur la reconnaissance de telles contraintes qu'est fondée la méthode de Lagrange. Mais la loi de l'égale répartition ignore l'énergie potentielle. Quelque grande que soit l'énergie requise pour altérer la distance de deux atomes dans une molécule diatomique, pratiquement la rigidité n'est pas assurée, et l'énergie cinétique du mouvement relatif sur la ligne de jonction est la même

que si l'attraction était très faible. 2 atomes restent un système ayant 6° de liberté.

Ce qui semblerait nécessaire, ce serait de trouver quelque moyen d'échapper à la simplicité inexorable de la loi générale de répartition de l'énergie cinétique, par lequel l'énergie des mouvements qui mettent en jeu une quantité énorme d'énergie potentielle pourrait être diminuée en importance. Si l'argument, tel que nous l'avons donné d'après Maxwell, est valide, un tel moyen d'y échapper devrait impliquer le rejet du postulat fondamental de Maxwell, en tant que pratiquement applicable aux systèmes qui ont un nombre immense de degrés de liberté. B. B.

RICHARDSON. — The magnetic Properties of the Alloys of Iron and Aluminium (Propriétés magnétiques des alliages de fer et d'aluminium). — P. 121.

On constata d'abord que des alliages contenant plus de 30 0/0 d'Al se désagrègent facilement en poussière fine avec production d'acétylène. On a étudié les alliages contenant 3,64, 5,44, 9,87 et 18,47 0/0 d'Al. Le premier était relativement doux, les autres très durs. On construisit des anneaux en fondant un disque et forant un trou central avec un tube en cuivre tournant rempli de poudre d'émeri et d'huile.

Chaque anneau est recouvert d'une bobine primaire P_2 et d'une bobine secondaire S_2. P_2 est en série avec une batterie d'accumulateurs, un commutateur, un ampèremètre Weston, un rhéostat R et la bobine primaire P_1 d'un étalon d'inductance mutuelle y. S_2 est en série avec la bobine secondaire S_1 de l'étalon d'inductance et deux rhéostats sans induction, R_1 et R_2. Le galvanomètre G est relié au point α compris entre R_1 et R_2, et au point β opposé du pont. On règle R_1 et R_2 jusqu'à ce qu'aucune quantité d'électricité ne passe dans le galvanomètre, quand on renverse le courant. On voit facilement qu'on a alors pour l'induction B de l'anneau :

$$B = \frac{M}{\sigma N} \cdot \frac{R_2 + r_2}{R_1 + r_1} I,$$

pour le champ :

$$H = \frac{4n}{d} I.$$

M = inductance mutuelle y,
N = nombre de tours de S_2,
r_2 = résistance de S_2,
d = diamètre moyen de l'anneau,
σ = section moyenne de l'anneau,
n = nombre de tours de P_2,
r_1 = résistance de S_1,
I = intensité du courant.

Dans la pratique, pour augmenter la sensibilité, un secohmètre était intercalé dans le circuit primaire.

Le galvanomètre avait 7ω de résistance. On avait trois étalons d'inductance, égaux à $9{,}04 \times 10^6$, $7{,}014 \times 10^5$, $4{,}536 \times 10^5$. Cette méthode donne, d'ailleurs, les mêmes résultats que la méthode balistique.

On a opéré à des températures variant de — 83° à 900°. La température était donnée par la résistance de la bobine secondaire, qui était en fil de platine et enroulée près de l'anneau.

L'isolement des bobines était fait avec du papier d'amiante Bell and Sons, avec lequel on entourait également le fil pendant l'enroulement.

L'anneau était placé dans une boîte en cuivre munie d'un tube en cuivre. Pour les hautes températures, la boîte était placée dans un fourneau à moufle muni d'un régulateur pour l'arrivée du gaz ; de 0 à 50°, dans un bain d'eau ; et pour les températures inférieures, dans un bain d'éther dont l'évaporation était activée au moyen d'une trompe à eau et qui était entouré par un mélange réfrigérant (glace et sel ou acide carbonique solide).

Voici les résultats obtenus :

1° Les alliages se comportent comme s'ils étaient formés de deux milieux distincts superposés ;

2° L'allure générale des courbes et l'absence de point anguleux près du point critique semble indiquer qu'ils sont hétérogènes (Hopkinson a vu la même chose pour les alliages de fer et de nickel) ;

3° La perméabilité décroît quand la température s'élève, vers le point critique, jusqu'à une valeur minimum. Une élévation ultérieure de température produit une faible diminution, s'il y en a une ;

4° La valeur maximum de la perméabilité pour l'alliage à 10 0/0 d'Al semble avoir lieu à — 90° ;

5° L'alliage à 18,47 0/0 d'aluminium a un point critique à 25° et ne donne pas d'hystérésis de température. La perméabilité semble être maximum à une température bien inférieure à — 90°.

PERREAU.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK [1];

T. 1, n° 1; janvier 1900.

O. DÖRGE. — Une étude sur les bulles de savon. — P. 1.

La transformation de l'énergie électrique en travail mécanique peut se faire dans des conditions très analogues à celles qui définissent un cycle de Carnot.

Imaginons, par exemple, une bulle de savon soufflée à l'extrémité d'un tube étroit, dans lequel se meut un piston qu'on charge d'un poids variable, et exécutons les quatre opérations suivantes : 1° On dilate la bulle avec une vitesse infiniment lente pendant qu'elle est en relation avec une source électrique Σ_1, dont le potentiel est $V_1 > 0$; 2° On interrompt la communication, et la bulle, isolée, est soumise à une nouvelle dilatation. Son potentiel varie de V_1 à V_2 ($0 < V_2 < V_1$) ; 3° On met la bulle en communication avec une seconde source Σ_2 au potentiel V_2, et l'on comprime ; 4° On coupe la communication, et la bulle, isolée, est comprimée de nouveau et ramenée à son état initial. Dans la première opération, Σ_1 fournit une quantité d'énergie électrique E_1 ; dans la troisième, Σ_2 fournit $-E_2$. Dans les deux autres, il n'y a aucun échange d'énergie entre la bulle et les sources. On démontre sans peine que l'on a :

$$\frac{E_1}{V_1} - \frac{E_2}{V_2} = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{E_1 - E_2}{E_1} = \frac{V_1 - V_2}{V_1} = \zeta,$$

et ζ représente ce qu'on peut appeler le *coefficient économique* du cycle, car $E_1 - E_2$ représente le travail extérieur accompli [2] et recueilli au piston. On voit que ζ ne dépend que des potentiels des sources. L'analogie avec un cycle de Carnot est évidente.

Dans tout ceci, l'énergie électrique est transformée en travail dans les mêmes conditions que l'énergie calorifique dans un cycle de

(1) Les *Annalen der Physik und Chemie*, de Wiedemann, prennent, à partir du 1er janvier 1900, le titre de : *Annalen der Physik*. Elles sont dirigées par M. Drude.

(2) Ce travail a encore pour expression $V_1 (V_1 - V_2)(r_b - r_a)$, r_a et r_b désignant les rayons de la bulle au début et à la fin de la première opération. Dans le mémoire de M. Dörge, cette expression est, par suite d'une faute de calcul, multipliée par $\frac{1}{8\pi}$.

Carnot. Il y a toutefois une différence que l'auteur signale entre les deux énergies : la chaleur peut passer d'elle-même d'un corps chaud à un corps froid ; mais on ne peut pas faire passer d'énergie électrique d'un potentiel à un autre, même plus faible, sans qu'il y ait mise en jeu de chaleur ou de travail.

M. Dörge décrit, en outre, quelques expériences faites par lui sur les bulles de savon. Il n'a pu faire aucune mesure sur les bulles électrisées ; il s'est borné à observer que les changements de volume d'une bulle qu'on électrise sont très petits ; ils dépendent de la pression initiale, de la tension superficielle et du potentiel de charge.

Quelques mesures accessoires ont été faites sur des bulles non électrisées pour vérifier la formule $p = \frac{4T}{r}$, p désignant l'excès de pression à l'intérieur de la bulle, T la tension superficielle, et r le rayon.

G. Vincent.

H. WRIHT. — Die diffuse Reflexion des Lichtes an matten Oberflächen (La réflexion diffuse de la lumière sur les surfaces mates). — P. 17-42.

D'après Lambert, la quantité de lumière diffusée, dans une direction faisant l'angle e avec la normale, par une portion de surface mate, recevant un faisceau de lumière sous l'incidence i, est proportionnelle au produit $\cos i \times \cos e$. Les expériences faites jusqu'ici n'ont pas justifié complètement cette loi, si bien que Lommel et Seeliger, par exemple, ont proposé une autre loi de diffusion. M. Wright, dans sa thèse, a cherché à trancher la question.

Pour obtenir, sans matière étrangère pouvant altérer les résultats, des substances parfaitement mates, il a eu recours à la pression.

Il employait des *poudres*, qu'il agglomérait en les comprimant très fortement sur une feuille de carton avec une presse hydraulique. Les couches ainsi obtenues, sous une épaisseur suffisante, ne laissent rien passer au travers et adhèrent assez fortement au support pour qu'on puisse les placer verticalement.

Les substances employées ont été les suivantes : rouge d'Angleterre (Fe^2O^3), chromate jaune de potassium (CrO^4K^2), vert de zinc (obtenu en chauffant des oxydes de zinc et de cobalt), bleu marine (ultramarin blau), carbonate de magnésie, gypse [1].

[1] Et aussi un miroir, en dehors de la réflexion régulière. La diffusion, très faible, ne varie pas de la même façon que dans le cas des poudres comprimées.

Les grains constituant ces couches diffusantes avaient, d'après l'auteur, environ 20 microns.

Lorsqu'un faisceau de lumière naturelle tombe sur une de ces surfaces, *la lumière diffusée n'est pas sensiblement polarisée.* Bien plus, un faisceau primitivement polarisé est dépolarisé complètement par diffusion. On remarquera la différence existant entre ces propriétés et celles d'autres substances diffusantes incomplètement mates, telles que le verre dépoli [1], ou les liquides troubles, qui tiennent en suspension des particules bien plus petites, et qui polarisent la lumière.

M. Wright a pu dès lors utiliser, pour l'étude de la quantité de lumière diffusée, un photomètre à polarisation. Il s'est servi d'un spectrophotomètre de Glan-Crova. La partie de la fente servant à donner le spectre de comparaison était éclairée, elle aussi, par un écran immobile recouvert de la substance même étudiée. Pour faire changer l'incidence, on faisait tourner la plaque diffusante dans le faisceau parallèle, incident, maintenu fixe. Pour étudier les variations de la lumière diffusée avec l'angle d'émission, on s'arrangeait de telle sorte que la surface utilisée de la plaque variait proportionnellement à cos e. Une lentille cylindrique convenablement disposée éliminait, parmi tous les rayons diffusés, tous ceux qui ne faisaient pas partie d'un faisceau cylindrique déterminé, et concentrait ce faisceau en une ligne focale coïncidant avec l'ouverture de la fente du spectroscope.

L'auteur a obtenu par ce procédé les résultats suivants :

1° Il n'y a pas de *reflets* avec les plaques étudiées (sauf pour de grandes valeurs de i et de e) ; c'est-à-dire que la quantité de lumière diffusée est la même dans deux directions faisant, dans le plan d'incidence, de part et d'autre de la normale, des angles égaux ;

2° La longueur d'onde de la lumière employée est sans influence sur la quantité de lumière diffusée (par les poudres *blanches*) ;

3° La quantité de lumière diffusée varie bien proportionnellement à cos e ;

4° Mais elle ne varie pas proportionnellement à cos i, comme le voudrait la loi de Lambert. Cette loi, sous sa forme complète, n'est pas rigoureuse, les écarts varient entre 5 et 10 0/0. La formule proposée par Lommel et Seeliger est inexacte, et la loi donnant la

(1) Récemment étudié par M. Lafay (Thèse de Paris, 1899).

quantité de lumière diffusée ne peut être symétrique par rapport aux angles i et e.

A. Cotton.

E. Aschkinass. — Ueber anomale Dispersion im ultraroten Spectralgebiete (Sur la dispersion anomale dans l'infrarouge). — P. 42-78.

Lorsqu'une substance *émet* des raies, elle est dans des conditions qui diffèrent beaucoup des conditions ordinaires : la molécule est différente ou dissociée. Aussi les recherches sur les bandes d'*absorption* permettront-elles sans doute plus facilement de trouver des relations entre la constitution chimique et les propriétés optiques des corps.

M. Aschkinass attache une importance particulière aux bandes d'absorption énergique que M. Rubens et lui ont mis déjà, dans certains cas, en évidence dans l'infrarouge. Ces bandes d'absorption particulières, accompagnées d'une dispersion anomale énergique, se traduisent par une valeur très élevée du pouvoir réflecteur ; on peut les appeler *bandes d'absorption métallique*, ou bandes de *dispersion anomale*.

Dans le mémoire actuel, M. Aschkinass les étudie pour les substances suivantes : Marbre, spath calcaire, gypse, alun, bromure de sodium, bromure de potassium (ces deux dernières substances étaient coulées, sous forme de plaques assez épaisses, dans un récipient de fer, et soigneusement polies avant chaque expérience).

Il a employé dans cette étude différents procédés : Tantôt il appliquait la méthode connue des réflexions successives sur des miroirs formés de la substance à étudier. Il examinait alors l'absorption par divers écrans, ou la place, dans le spectre, des radiations réfléchies. Tantôt il comparait, pour diverses radiations, le pouvoir réflecteur avec celui de l'argent.

Malgré le peu d'intensité que possédaient, dans quelques cas, les radiations réfléchies, M. Aschkinass a pu indiquer, sinon toujours mesurer avec quelque précision, la place des bandes d'absorption métallique pour chacune des substances étudiées. En ajoutant ces résultats à ceux obtenus antérieurement par l'auteur et par M. Rubens, on obtient le tableau suivant, où l'on peut déjà remarquer quelques relations intéressantes avec la constitution chimique :

Substances	Longueurs d'onde en microns des bandes de dispersion anomale				
Quartz SiO^2	8,50	9,02	20,75		
Mica $K^2O\,(H^2O)^2\,(Al^2O^3)^3\,(SiO^2)^6$	8,32	9,38	18,40	21,25	
Fluorine CaF^2				24,0	31,6
Marbre, ou bien spath CO^3Ca	6,69	11,41		29,4	
Gypse $SO^4Ca + 2H^2O$	3,69			entre 30 et 40	
Alun $(SO^4)^2\,AlK + 12H^2O$		9,05		entre 30 et 40	
Sel gemme NaCl					51,2
Bromure de sodium NaBr				entre 50 et 55	
Sylvine KCl					61,1
Bromure de potassium KBr				entre 60 et 70	

A. Cotton.

A. LARSEN. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf die elektrisehe Leitungsfähigkeit schwacher Amalgame und die Löslichkeit von Metallen in Quecksilber (Influence de la température sur la conductibilité électrique des amalgames liquides et sur la solubilité des métaux dans le mercure). — P. 123-132.

La solubilité du métal dans le mercure et la conductibilité de l'amalgame, comparée à celle du mercure, croissent proportionnellement à la température.

Fr. KOHLRAUSCH. — Ueber den stationären Temperaturzustand eines elektrisch geheizten Leiters (Température stationnaire d'un conducteur échauffé par un courant électrique). — P. 132-159.

Soient k et λ les conductibilités, électrique et calorifique, d'un conducteur, homogène, traversé par un courant; v et u, le potentiel électrique et la température, en un point x, y, z, de sa masse.

Imposer aux températures la condition de l'état stationnaire, et au flux électrique la condition de continuité, revient à écrire respectivement les équations (1) et (2):

$$(1)\qquad k\left[\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]+\frac{\partial\left(\lambda\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\lambda\frac{\partial u}{\partial y}\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\lambda\frac{\partial u}{\partial z}\right)}{\partial z}=0;$$

$$(2)\qquad k\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right]+\frac{\partial k}{\partial x}\cdot\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial k}{\partial y}\cdot\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial k}{\partial z}\cdot\frac{\partial v}{\partial z}=0.$$

Si l'on veut, en outre, que les deux systèmes de surfaces — équi-

potentielles et isothermes — se confondent, on aura à écrire :

$$
(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{du}{dv} \cdot \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 u}{\partial v^2} \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \frac{du}{dv} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}. \end{aligned} \right.
$$

Du système d'équations (1) (2), (3) on déduit facilement l'équation de condition :

$$
(4) \qquad \frac{d^2 u}{dv^2} + \left(\frac{\lambda'}{\lambda} - \frac{k'}{k}\right) \left(\frac{du}{dv}\right)^2 + \frac{k}{\lambda} = 0,
$$

équation dans laquelle on a posé :

$$
\frac{d\lambda}{du} = \lambda' ; \qquad \frac{\partial k}{\partial u} = k'.
$$

On remarquera que $\left(\frac{\lambda'}{\lambda} - \frac{k'}{k}\right)$ peut s'écrire $\frac{k}{\lambda} \cdot \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\lambda}{k}\right)$ et que, par suite, la relation entre u et v qui est donnée par l'équation (4) ne dépend que du rapport des deux conductibilités et de sa variation possible avec la température.

La solution générale de l'équation (4) peut se mettre sous la forme :

$$
(5) \qquad \int \frac{\lambda}{k} du = -\frac{1}{2} v^2 + \mathrm{A}v + \mathrm{A}' ;
$$

ou encore, en éliminant les constantes :

$$
v_1 \int_{u_2}^{u_3} \frac{\lambda}{k} du + v^2 \int_{u_3}^{u_1} \frac{\lambda}{k} du + \int_{u_1}^{u_2} \frac{\lambda}{k} \cdot du = \frac{1}{2} (v_1 - v_2)(v_2 - v_3)(v_3 - v_1).
$$

En particulier, cette relation ferait immédiatement connaître la distribution des températures stationnaires sur un conducteur cylindrique terminé par deux électrodes, dont les potentiels V_1, V_2, et les températures u_1, u_2, seraient maintenus invariables. Si les deux électrodes sont portées à une même température $u_0 = u_1 = u_2$, il vient simplement :

$$
\int_{u_0}^{u} \frac{\lambda}{k} du = \frac{1}{2} (v_1 - v)(v - v_2)
$$

et, en désignant par $\left[\frac{\lambda}{k}\right]_{u_0,u}$ la valeur moyenne du rapport $\frac{\lambda}{k}$ entre les températures u_0 et u, c'est-à-dire :

$$\left[\frac{\lambda}{k}\right]_{u_0,u} = \frac{1}{u - u_0}\int_{u_0}^{u} \frac{\lambda}{k}\, du,$$

on aura :

$$(u - u_0)\left[\frac{\lambda}{k}\right]_{u_0,u} = \frac{1}{2}(v_1 - v)(v - v_2). \tag{6}$$

Le maximum de température, u_m, est atteint pour $v = \frac{v_1 + v_2}{2}$, et l'on a d'ailleurs :

$$u_m = u_0 + \frac{1}{8}\frac{(v_1 - v_2)^2}{\left[\frac{\lambda}{k}\right]_{u_0,m}} \tag{7}$$

De ces relations découlent naturellement :

1° Une méthode originale de mesure du coefficient de conductibilité calorifique, λ ;

2° Une méthode qui permettra d'étudier le rapport $\frac{\lambda}{k}$ des deux conductibilités, et, en particulier, sa variation avec la température (loi de Franz et de Wiedemann ; loi de Lorenz);

La formule (6) fournit directement la valeur moyenne de ce rapport, $\frac{\lambda}{k}$, entre deux températures données.

Des expériences préliminaires sont faites, dans cette voie, par MM. Jœger et Diesselhorst.

F. Carré.

ORGLER. — Zur Kenntnis des Funkenpotentiales in Gasen (Contribution à l'étude des potentiels explosifs). — P. 159.

L'auteur a mesuré les potentiels explosifs d'un excitateur à boules dans divers gaz : air, O, Az et H, sous des pressions variant de 75 centimètres à 2 centimètres de mercure. L'excitateur est placé dans une cloche de verre sur la platine de la machine pneumatique ; on charge avec une machine de Wimshurst munie d'un condensateur

formé de trois grosses jarres. On diminue l'intensité de l'étincelle par l'interposition d'une résistance liquide.

On constate une grande irrégularité dans les valeurs des potentiels explosifs, si on n'éclaire pas l'excitateur par de la lumière ultra-violette. Ces irrégularités seraient dues au retard de décharge [1].

D'après M. Warburg, ces radiations ultra-violettes ont pour effet de supprimer le retard de décharge.

On obtient, en opérant ainsi, des nombres assez constants, qui se rapprochent de ceux donnés par Paschen.

D'après les courbes du potentiel en fonction de la distance explosive par extrapolation, on constate que, pour une distance explosive nulle, on obtient une différence de potentiel qui atteindrait une valeur de 300 volts environ dans l'air, à la pression atmosphérique; ce potentiel est nécessaire pour vaincre la résistance au passage entre le conducteur et le gaz. Si on tient compte de cette remarque, le rapport de la différence de potentiel nécessaire pour traverser le gaz à la différence de potentiel nécessaire pour traverser l'air dans les mêmes conditions est un nombre constant indépendant de la distance explosive et de la pression : l'expérience le vérifie.

R. Swyngedauw.

J. KŒNIGSBERGER. — Ueber neuere Untersuchungen der magnetischen Susceptibilität (Sur de nouvelles recherches relatives à la susceptibilité magnétique). — P. 175-177.

L'auteur discute des résultats de M. St. Meyer qui ne s'accordent pas complètement avec les siens. Il maintient que des combinaisons de deux éléments diamagnétiques peuvent être paramagnétiques. Il a trouvé que la susceptibilité de quelques corps faiblement paramagnétiques dépendait du champ; M. St. Meyer n'a pas observé de variations analogues, mais c'est parce qu'il n'a pas opéré sur des sels anhydres, pour lesquels cette variation est la plus marquée; la variation très faible qui existe, d'après M. Kœnigsber-

---

[1] Je crois que le retard de décharge n'existe pas, si les excitateurs sont bien polis; les irrégularités constatées ici pourraient être dues aux effluves, qui ne doivent pas manquer probablement à l'intérieur d'un vase clos et que j'ai constatées moi-même dans des expériences personnelles; on comprend, dès lors, que la lumière ultra-violette très intense, celle de l'arc ou celle d'une étincelle, provoquant un abaissement beaucoup plus grand qu'une effluve, on obtienne des résultats plus réguliers. — R. S.

ger, pour les corps étudiés par M. Meyer, a pu lui échapper à cause du peu de précision de sa méthode. Le zinc a été trouvé paramagnétique par les deux physiciens, bien que la relation qui semble exister, en général, entre le magnétisme atomique et le volume atomique porte à le considérer comme diamagnétique.

La valeur absolue de la susceptibilité pour l'eau, et par suite pour les autres substances, ne paraît pas encore connue avec précision.

Ch. Maurain.

O. LIEBKNECHT et A.-P. WILLS. — Moleculare Susceptibilität paramagnetischer Salze der Eisengruppe (Susceptibilité moléculaire des sels des métaux du groupe du fer). — P. 178.

De résultats relatifs à la susceptibilité des sels de ces métaux, G. Wiedemann a conclu qu'on pouvait, avec une précision de 2 à 3 0/0 au moins, attribuer une valeur constante au magnétisme de l'atome de ces métaux dans leurs sels; si on désigne par a le magnétisme atomique, ainsi défini, pour le nickel, les valeurs du magnétisme atomique pour le cobalt, le fer et le manganèse, seraient données par $a + b$, $a + 3b$ et $a + 2b$, avec $b = 1{,}15\ a$. Des expériences récentes de MM. Jœger et Meyer les ont conduits au résultat suivant: Ces quatre métaux auraient des magnétismes atomiques proportionnels aux nombres 2, 1, 5 et 6, c'est-à-dire correspondant aux formules précédentes, mais avec $b = a$. Les auteurs ont mesuré la susceptibilité d'un grand nombre de sels de ces métaux, et aussi de chrome et de cuivre; ils emploient la méthode de Quincke (déplacement d'une colonne liquide dans un champ magnétique) en la transformant en une méthode de zéro : la solution du sel dans l'eau (diamagnétique) est étendue jusqu'à ce que le diamagnétisme du dissolvant compense le paramagnétisme du sel dissous; les nombres obtenus sont calculés en supposant la susceptibilité de l'eau égale à $-0{,}75 . 10^{-6}$. Les résultats ne sont pas favorables à la réalité de l'existence de magnétismes atomiques; les différences obtenues pour le nombre correspondant à un métal, en partant de différents sels, sont supérieures aux erreurs d'expérience. La moyenne des résultats se rapproche d'ailleurs plus des formules de Wiedemann que des nombres de MM. Jœger et Meyer.

Ch. Maurain.

H. DU BOIS et O. LIEBKNECHT. — Moleculare Susceptibilität paramagnetischer Salze seltener Erden (Susceptibilité magnétique des sels magnétiques des terres rares). — P. 189-198.

Ces mesures ont porté sur des sels d'yttrium, cérium, praséodyme neodym, erbium ; la méthode employée est, comme dans le travail précédent, la méthode de Quincke transformée en méthode de zéro, et les nombres donnés sont rapportés à la valeur $k = -0{,}75 . 10^{-6}$ adoptée pour l'eau, et qui est la moyenne des nombres obtenus par différents expérimentateurs. Une solution, rendue neutre par une dilution convenable, le reste pour toute valeur du champ entre 2.000 et 40.000. Il serait peu vraisemblable que la susceptibilité de l'eau et celle des sels eussent des variations proportionnelles, de sorte qu'on peut conclure de là que la susceptibilité de l'eau et celle des sels étudiés sont indépendantes du champ.

Ch. Maurain.

H. DU BOIS. — Halbring Elektromagnet (Electro-aimant semi-circulaire). — P. 199-206.

Description du gros électro-aimant construit, sur les indications de M. du Bois, par Hartmann et Braun, et permettant d'atteindre, il est vrai, dans un espace de seulement quelques dixièmes de millimètre, un champ de 51.600 C. G. S. Il pèse 270 kilogrammes et absorbe 5 kilowatts ; la partie semi-circulaire du noyau est entourée par huit bobines indépendantes. M. du Bois a fait construire aussi un électro-aimant semblable au grand, mais pesant seulement 25 kilogrammes.

Ch. Maurain.

Lizzie R. LAIRD. — Ueber den zeitlichen Verlauf der magnetischen Nachwirkung in Eisenscheiben (Etude en fonction du temps du traînage magnétique dans des disques de fer). — P. 207-213.

M. Martens a employé récemment [1] une disposition qui permet d'obtenir la valeur initiale de l'aimantation : un disque de fer horizontal peut être mis en mouvement autour de son axe vertical. Ils s'aimante sous l'action du champ terrestre et agit sur l'une des

aiguilles d'un système astatique; s'il est d'abord au repos, son action sur le système mesure l'induction magnétique au bout d'un temps infini; s'il est en mouvement, l'action est moindre; on constate qu'avec une certaine vitesse elle est indépendante de cette vitesse : elle mesure donc l'induction magnétique initiale.

Appliquant cette méthode à un disque de fer recuit, de $0^{mm},62$ d'épaisseur et $4^{cm},5$ de diamètre, M. Laird trouve, pour le rapport des intensités d'aimantation $\frac{I_0}{I_\infty}$, la valeur 0,872. Pour étudier la variation en fonction du temps, il compense, au moyen d'un aimant auxiliaire, la déviation du système due à l'aimantation initiale I_0, c'est-à-dire obtenue le disque étant en mouvement, et arrête le disque; la variation de la déviation est enregistrée sur une plaque photographique mobile. De la courbe obtenue on peut déduire la variation de l'aimantation en fonction du temps. Il trouve ainsi que l'aimantation, au bout de treize ou quatorze secondes, est pratiquement égale à la valeur atteinte après un temps infini; la variation est la suivante :

Temps en secondes	0	2	3	4	6	9	12	∞
$\frac{I_t}{I_\infty}$	0,872	918	947	968	980	992	997	1

E. YAMAGUCHI. — Zur Kenntnis des thermomagnetischen Transversaleffectes in Wismuth (Contribution à l'étude de l'effet transversal thermo-magnétique dans le bismuth). — P. 214-224.

Les mesures ont été effectuées à 62°, 10°, — 30°,5 et — 119°, l'intensité du champ variant jusqu'à 8.600 environ dans chaque série. L'effet est beaucoup plus grand aux basses températures ; à — 119°, la croissance avec le champ est régulière, et la courbe ne présente pas, comme celles qui représentent les autres séries, de point d'inflexion. Dans la série effectuée à + 62°, l'effet est d'abord de sens inverse à celui observé dans les autres séries; il change de sens pour un champ d'environ 2.800, et reprend alors la marche ascendante obtenue dans les autres séries.

CH. MAURAIN.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXVI et XXVII.

M. CENTNERSZWER. — Ueber die katalytischen Einfluss verschiedener Gase und Dämpfe auf die Oxydation des Phosphors (Influence catalytique de divers gaz ou vapeurs sur l'oxydation du phosphore). — P. 1-47.

Les travaux de Müller et de Joubert ont démontré que la phosphorescence du phosphore est toujours accompagnée d'une oxydation. Joubert a trouvé que la pression p_x de l'oxygène au moment où commence la phosphorescence dans un mélange d'oxygène et d'un autre gaz, est une fonction linéaire de la concentration x de ce gaz : $p_x = p_0 - A \cdot x$; la constante A serait nulle, si le gaz était inerte. L'auteur se propose de rechercher comment varie cette constante avec la nature du corps, gaz ou vapeur, ajouté à l'oxygène. Les expériences sont faites à une température uniforme de 20° et conduisent aux conclusions suivantes :

Pour les corps inorganiques (Az^2, CO^2, CO, H^2, Az^2O), la constante A varie entre 3 et 6 et la formule de Joubert est complètement vérifiée.

Pour les gaz ou vapeur organiques, la formule de Joubert ne suffit pas; la constante A croît avec la molécule dans les séries homologues, par conséquent décroît avec la tension de vapeur à une même température; elle est plus grande pour les molécules à double liaison et surtout pour les molécules contenant de l'iode.

L'*ozone* se comporte à l'inverse de tous les autres corps : il augmente la tension de phosphorescence ($A < O$).

H. TENDT. — Versuche über das Verhalten von atmosphärischer Luft einerseits und einigen nach chemischen Methoden genommenen Gasen andererseits bei Temperaturen von 350-300° unter dem Drucke einer Atmosphäre (Recherches sur la façon dont se comportent, à des températures de 350-300°, sous la pression d'un atmosphère, l'air atmosphérique et différents gaz obtenus par des procédés chimiques). — P. 113-132.

L'air chauffé à pression constante ne suit plus la loi de Gay-Lussac au-dessus de 350°; l'écart atteint 3 0/0 à 450°. L'azote et l'oxygène obtenus chimiquement ne présentent pas ces écarts. L'auteur varie les modifications préliminaires qu'il fait subir à l'air et discute l'influence des divers gaz qui le constituent; il conclut que

la différence provient de l'azote et pense qu'elle peut s'expliquer en admettant que l'azote de l'air atmosphérique est une modification allotropique de l'azote chimique. La molécule d'azote atmosphérique aurait une grande tendance à se dissocier en plusieurs atomes à température élevée, tandis que, dans l'azote chimique, la liaison des atomes serait beaucoup plus solide.

A. von HEMPTINNE. — Ueber die Wirkung der X-Strahlen auf die Luminiscenz der Gase (Action des rayons X sur la luminescence des gaz).

L'auteur a montré précédemment(1) que les rayons X augmentent la pression maxima à laquelle commence la luminescence d'un gaz soumis aux oscillations électriques. L'accroissement relatif de la pression est d'autant plus grand que le poids moléculaire est plus élevé.

H. PETERS. — Ueber Oxydations-und Reduktionsketten und den Einfluss komplexer Ionen auf ihre elektromotorische Kraft (Sur les chaines d'oxydation et de réduction et les variations de leur force électromotrice sous l'influence des ions complexes). — P. 193-237.

Des considérations thermodynamiques démontrent que deux corps en équilibre chimique doivent être aussi en équilibre électrique. D'après les théories d'Ostwald, on peut déterminer la puissance de réduction ou d'oxydation d'un corps dissous en mesurant son potentiel chimique ou la force électromotrice qui lui est proportionnelle.

L'auteur mesure à 17° la force électromotrice π des couples :

$$\mathrm{Hg} \left| \mathrm{HgCl \ dans \ KCl} \ \frac{1}{10} \right\| \mathrm{m\acute{e}langes \ Fe^{\cdot\cdot}Cl^2 \ et \ Fe^{\cdot\cdot\cdot}Cl^3} \mid \mathrm{Pt}.$$

La différence de potentiel correspond à la réaction réversible :

$$\mathrm{Hg} + \mathrm{Fe}^{\cdot\cdot\cdot} + \mathrm{Cl} \rightleftarrows \mathrm{Fe}^{\cdot\cdot} + \mathrm{HgCl \ sol.}$$

La force électromotrice mesurée satisfait à la formule de Nernst-van't Hoff :

$$\pi = \frac{\mathrm{RT}}{n\mathrm{F}} \log \frac{k}{a}.$$

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 101; 1898. Voir plus bas, p. 246.

R étant la constante des gaz, T la température absolue, F = 96.540 coulombs, n le nombre de transformation des ions ferriques en ions ferreux dans les chlorures (= 1), k la constante d'équilibre, a le rapport $\frac{C''}{C'''}$ des concentrations des ions ferreux et ferriques[1]. Cette vérification complète les travaux de Bancroft et d'Ochs, en montrant que la formule est applicable aussi aux solutions contenant préalablement, en proportions variables, les produits d'oxydation ou de réduction.

L'équilibre de la réaction précédente correspondra d'après la théorie d'Ostwald à $\pi = 0$ ou $a = k = 107{,}45$.

Si l'on ajoute des corps qui forment, avec le fer, des sels peu dissociés ou des ions complexes, on fait varier le rapport des deux ions Fe'' et Fe''', et le potentiel croît ou décroît. L'addition de NaF enlève pour ainsi dire les ions de fer et fait varier considérablement le potentiel; l'addition de HF produit le même résultat.

Des mesures de conductibilité électrique, de cryoscopie, de transport électro-chimique (phénomène de Hittorf) montrent que le mélange de chlorure de fer et de fluorure de sodium donne lieu à un complexe $Na^3FeF^6 + \frac{1}{2} H^2O$ qui doit être considéré comme le sel de soude d'un acide ferrofluorhydrique.

C. KNÜPFFER. — Chemische Gleichgewicht und electromotrische Fraft (Equilibre chimique et force électromotrice). — P. 255-285.

La réaction réversible :

$$TlCl + KSCAz \text{ dissous} \rightleftarrows TlS.CAz + KCl \text{ dissous},$$

permet de déterminer la constante d'équilibre directement par l'analyse chimique. En agitant du chlorure de thallium solide avec une solution de sulfocyanure de potassium ou du sulfocyanure de thallium avec une solution de chlorure de potassium, on détermine le rapport des concentrations des ions Cl et SCAz à 40°, à 20° et à 0°,8.

L'auteur détermine ensuite aux mêmes températures la force élec-

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 222 ; 1899, la formule de Nernst relative à la différence de potentiel entre deux solutions d'un même sel. Voir surtout, plus haut, ce vol., p. 200.

tromotrice π des chaînes :

amalgame Tl | TlCl dans KCl || TlSCAz dans KSCAz | amalgame Tl.

Les valeurs trouvées pour la force électromotrice concordent parfaitement avec celles que l'on déduit de la formule de Nernst :

$$\pi = \frac{RT}{F} \log \frac{k}{a},$$

en donnant à k la valeur déduite de l'analyse chimique. Ces mesures permettent, de plus, de vérifier deux autres formules : la formule d'Helmholtz-Gibbs, qui donne la variation de π en fonction de la température $\pi - q = T \frac{d\pi}{dT}$ et la relation de Van't Hoff qui donne la variation de k avec la température $\frac{d \log k}{dT} = \frac{q}{RT^2}$. Ces vérifications exigent la mesure de q, quantité de chaleur dégagée dans la réaction TlCl + KSCAz dissous → TlSCAz + KCl dissous. L'auteur établit un cycle qui permet de calculer cette quantité au moyen de mesures en partie faites déjà par Thomsen et trouve une vérification parfaite des deux formules.

G. TAMMANN. — Ueber die Krystallisations geschwindigkeit (Sur la vitesse de cristallisation). — P. 307-317.

Réponse à des objections faites par Küster sur les hypothèses par lesquelles Tammann explique la marche de la solidification dans les liquides en surfusion ou sursaturation [1].

F. DOLEZALEK. — Beitrage zur theorie der Dampfspannung homogener Gemische (Contribution à la théorie de la tension de vapeur des mélanges homogènes). — P. 321-337.

Depuis les travaux de v. Helmholtz et de W. Gibbs, on sait que la marche des réactions chimiques est déterminée, non par les variations d'énergie totale, mesurées par le dégagement de chaleur, mais par les variations de l'énergie libre. Pour les réactions les plus simples, les changements de concentration des solutions, on peut déterminer la variation de l'énergie libre par plusieurs méthodes et établir ainsi des relations entre les différentes propriétés physiques

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 98; 1898; t. VIII, p. 280; 1899.

d'une dissolution. En évaluant la variation d'énergie libre au moyen du travail de distillation du dissolvant, v. Helmholtz a établi une relation entre la force électromotrice d'une chaîne de concentration et les tensions de vapeur du dissolvant ; Nernst a mis cette formule sous une forme beaucoup plus simple et plus pratique, en considérant les tensions de vapeur du corps dissous au lieu des tensions de vapeur du dissolvant.

L'auteur se propose, sous la direction de Nernst, de faire une vérification immédiate de la formule dans le cas simple où les pressions partielles du corps dissous sont directement mesurables ; les solutions d'acides halogénés et plus particulièrement de HCl sont désignées pour ces recherches à cause de la valeur suffisamment élevée de la pression partielle du corps dissous.

La pression partielle de l'acide chlorhydrique était mesurée en faisant absorber par une solution de potasse l'acide qu'entraînait un courant d'hydrogène saturé des vapeurs de la dissolution. Connaissant le volume de l'hydrogène débité, le poids d'acide et le poids d'eau entraînés, on calcule facilement la pression de HCl et la pression de la vapeur d'eau.

Pour mesurer la force électromotrice, il faut employer des électrodes réversibles, non par rapport au corps dissous, mais par rapport au dissolvant : l'auteur se sert du couple :

Platine hydrogéné | Solution chlorhydrique | Platine chloré.

Les forces électromotrices trouvées E satisfont parfaitement à la formule de Nernst :

$$\Delta E = \frac{RT}{96.540} \log \frac{\pi_2}{\pi_1},$$

ΔE force électromotrice de la chaîne faite avec des dissolutions, dont les pressions partielles d'acide chlorhydrique sont π_1 et π_2, R constante des gaz, T température absolue [1].

En comparant la formule de v. Helmholtz à la formule de Nernst, on établit, entre les valeurs de la tension p du corps dissolvant et de sa concentration moléculaire π, relatives à deux dissolutions, une relation générale qui se réduit à la formule de Duhem $\frac{d \log \pi}{d \log p} = n$ quand les deux solutions deviennent infiniment voisines.

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 222 ; 1899 ; et ce vol., p. 200-208.

H. JAHN. — Ueber galvanische Polarisation (Sur la polarisation galvanique). — P. 385-430.

Ces recherches ont pour but de déterminer, par des mesures calorimétriques directes, l'équivalent calorifique du travail nécessaire pour décomposer la quantité d'électrolyte correspondant à une intensité donnée de courant. La quantité de chaleur w dégagée dans la pile (éléments Warren de La Rue à chlorure double de zinc et de potassium) [1] est mesurée en plaçant les éléments dans un calorimètre à glace; la quantité de chaleur q dégagée par effet Joule dans le circuit extérieur est déduite de mesures galvanométriques. En opérant avec des électrodes impolarisables (platine métallisé), le travail total de la pile pour le courant employé I est la somme de ces quantités de chaleur $w + q$. On répète l'expérience avec des électrodes à polarisation; le travail total de la pile pour le courant I' est la somme $w' + q'$, augmentée du travail chimique. L'auteur *admet* que la différence $\frac{w + q}{I} - \frac{w' + q'}{I'}$ représente l'équivalent calorifique du travail fourni par la batterie pour décomposer la quantité d'électrolyte correspondant à l'unité de courant; p étant la polarisation et t le temps, on aura donc :

$$\frac{w + q}{I} - \frac{w' + q'}{I'} = 0{,}2362 p \, . \, t.$$

L'auteur mesure aussi à 0° et à 40° les polarisations des sulfates de Cu, Zn, Cd, des azotates de Cu, Pb, Ag; il trouve des valeurs indépendantes de l'intensité du courant.

Au point de vue théorique, les phénomènes de polarisation peuvent être étudiés séparément à l'anode et à la cathode au moyen des formules de Planck, en admettant que la polarisation est donnée à chacune des deux électrodes par la variation de l'énergie libre qu'entraîne le phénomène chimique produit à l'électrode correspondante. Les formules déduites de ces considérations dans un travail antérieur, en collaboration avec O. Schourock, sont mises sous une forme plus claire et modifiées en quelques points : elles font prévoir les résultats suivants confirmés par les mesures directes :

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 293; 1898.

1° Dans l'acide sulfurique étendu, la polarisation croît fortement avec l'intensité du courant ;

2° Dans les solutions diluées d'acides oxygénés, la polarisation est indépendante du degré de dissociation, tant que l'intensité du courant est assez faible pour que la convection des ions H soit négligeable ;

3° La concentration du gaz dissous dans les électrodes a une influence considérable sur la polarisation; dans l'acide sulfurique dilué, par exemple, la polarisation est de 2,792V avec une cathode de mercure, de 2,017V avec des électrodes de platine;

4° Dans les solutions des sulfates alcalins, la polarisation est d'autant plus grande que la base formée à la cathode est plus forte.

V. ROTHMUND. — Die gegenseitige Löslichkeit von Flussigkeiten und der kritische Lösungspunkt (Solubilité réciproque des liquides et point critique de solution). — P. 433-498.

L'équilibre entre les couches de deux liquides partiellement solubles l'un dans l'autre est comparable à l'équilibre entre un liquide et sa vapeur; à mesure que la température s'élève, la constitution des deux couches se rapproche de plus en plus par dissolution mutuelle, et, pour une certaine température, elles deviennent identiques; ce point correspond au point critique ; les phénomènes d'aplatissement, de disparition et d'apparition du ménisque de séparation sont également les mêmes que pour le point critique entre un liquide et sa vapeur.

L'auteur enferme dans un petit tube scellé des poids connus de deux liquides et cherche la température à laquelle le mélange devient ou cesse d'être homogène; il trace ainsi une courbe qui représente la concentration en fonction du point critique; les expériences ont porté sur douze couples de liquides, tels que phénol et eau, CS^2 et alcool méthylique, etc.

Les courbes ont, dans la plupart des cas, une forme rappelant une parabole dont la convexité est tournée vers la droite; il y a une température critique extrême au-delà de laquelle les liquides sont complètement miscibles; dans trois cas (bases organiques et eau), la convexité est tournée vers la gauche et, par conséquent, les deux phases liquides n'existent qu'au-dessus d'une température limite inférieure.

La loi du diamètre rectiligne de Cailletet et Mathias se vérifie pour toutes les courbes de solubilité qui ont une limite supérieure de la température critique de solution ; il y a donc, à une même température, une relation simple entre les concentrations des deux couches supérieure et inférieure.

Par contre, la loi des états correspondants n'est absolument pas applicable aux solutions.

G. KAHLBAUM. — Studien über Dampfspannkraftmessungen (Etudes sur les mesures de tension de vapeur). — P. 577-659.

L'auteur résume les résultats de ses études sur les mesures des tensions de vapeur ; il donne les tableaux des points d'ébullition sous pressions réduites, pour 50 corps de la série grasse et de la série aromatique, et cherche l'influence des divers groupements introduits dans la molécule. Parmi les conclusions tirées de la comparaison des courbes de tension de vapeur, nous ne citerons que les suivantes, d'un ordre tout à fait général :

La règle de Volta-Dalton, d'après laquelle tous les corps donnent les mêmes abaissements du point d'ébullition pour une même diminution de pression, est tout à fait inexacte, même limitée aux corps homologues.

Les corps aromatiques se distinguent des corps de la série grasse par l'allure toute différente des courbes de tension de vapeur ; l'abaissement de la température d'ébullition est d'autant plus grand que le pouvoir dispersif moléculaire est plus grand.

W. BEIN. — Zur Bestimmung der Überführung bei der Elektrolyse verdünnter wasseriger Salzlösungen (Transport par électrolyse dans les solutions aqueuses diluées). — P. 1-55.

Wiedemann et Kohlrausch ont signalé la nécessité de reprendre d'une façon systématique les déterminations de Hittorf sur le transport des sels par le courant électrique.

L'auteur discute l'influence que peuvent avoir sur les nombres de transport les différentes causes d'erreur telles que les réactions aux électrodes, l'introduction de membranes, la diffusion, la propagation purement électrique des produits de l'électrolyse, l'action du dissolvant, etc. Il décrit quatre appareils employés dans ses mesures et

disposés de façon à pouvoir toujours vérifier que la portion médiane de la solution aqueuse de la solution est restée identique à elle-même après l'électrolyse. Les corps étudiés sont pris en solution aqueuse de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{200}$ normales entre 0° et 100° ; ils comprennent des acides, des bases et des sels, parmi les quels surtout des chlorures. Des titrages font connaitre le rapport u entre la variation du poids de l'anion autour d'une électrode et le poids du même an ion mis en liberté pendant l'électrolyse ; ces nombres diffèrent souvent de ceux trouvés par les expérimentateurs précédents.

Le mémoire se termine par un tableau de mesures de u faites avec des chlorures en solutions aqueuses concentrées (3 à 5 fois normales).

M. HERSCHKOWITSCH. — Beitrage zur Kenntnis der Metalllegierungen (Contribution à l'étude des alliages). — P. 123-167.

L'étude des alliages a été tentée déjà par plusieurs propriétés physiques, telles que la conductibilité thermique (Wiedemann), la conductibilité électrique (Matthiessen, Haas...), la densité, la dureté, etc. Cette étude peut aujourd'hui se faire d'une façon plus précise, grâce aux théories de Gibbs et d'Ostwald, en déterminant la façon dont varie le potentiel de l'alliage avec sa composition.

L'auteur a mesuré par la méthode de compensation la force électromotrice de couples constitués par un bâton d'alliage, un bâton du métal le plus oxydable (Cd ou Zn) et une solution normale du sulfate de ce dernier métal. Des tableaux et des courbes représentent la variation de cette force électromotrice avec la composition centésimale de l'alliage; les résultats les plus importants de ces recherches sont les suivants:

1° Les métaux purs ou les alliages récemment fondus possèdent un potentiel trop élevé, qui décroît avec le temps; ce fait est conforme aux théories d'Ostwald (1) et doit être attribué à ce que le métal, comme tout corps, ne passe que progressivement à l'état stable, en traversant un état *métastabile* où le potentiel est plus élevé;

2° Dans aucun cas, il ne s'est formé un mélange de deux corps miscibles en toutes proportions;

3° Quelques métaux forment des combinaisons chimiques solides. La

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 331; 1897.

variation de la force électromotrice avec la composition de l'alliage met en évidence les combinaisons $ZnSb^2$, Zn^4Ag, Zn^2Cu, $SnAg^4$, $SnCu^3$.

Dans la seconde partie du mémoire, l'auteur se propose de déterminer le dégagement de chaleur qui accompagne la formation d'alliages ; on ne peut avoir recours, pour une étude quantitative, qu'à une méthode indirecte consistant à amener les métaux sous un état final défini, par exemple à l'état de sels dissous : les métaux (Zn, Sn, Cd, Cu) et leurs alliages sont réduits en poudre et dissous dans une solution de brome et de bromure de potassium ; la chaleur dégagée est mesurée dans un calorimètre à eau.

Les chaleurs de formation des alliages sont tantôt positives et tantôt négatives, même dans les cas où il y a combinaison chimique.

La variation de la quantité de chaleur dégagée en fonction de la composition centésimale de l'alliage ne donne pas toujours des indications précises sur la formation des combinaisons chimiques.

S. TANATAR and KLIMENKO. — Salzbildung in alkoholischer Lösung (Formation des sels en solution alcoolique). — P. 172-175.

En solution alcoolique, les chaleurs de neutralisation par l'ammoniaque pour les acides benzoïque et lactique sont de 6 à 7 calories plus élevées que les chaleurs de neutralisation par la potasse ; en solution aqueuse, au contraire, la neutralisation par l'ammoniaque dégage toujours 1,5 à 2 calories de moins que la neutralisation par les alcalis, et la chaleur de neutralisation est plus grande que dans l'alcool. Ces faits sont prévus par la théorie de l'ionisation des électrolytes dissous dans l'eau.

W. KISTIAKOWSKI. — Zur Kenntnis des Reaktionsverlaufs, speziell in gemischen von Alkohol und Wasser (Sur la marche des réactions, en particulier dans les mélanges d'alcool et d'eau). — P. 250-267.

L'auteur étudie expérimentalement la vitesse de formation et de décomposition des éthers en présence de l'acide chlorhydrique. Il conclut de ses recherches :

1° Les vitesses spécifiques de réaction peuvent se calculer aussi bien par l'éthérification que par la saponification ; les deux phénomènes donnent les mêmes constantes dans les mêmes conditions d'expérience ;

2° En présence d'HCl, les vitesses spécifiques de réaction décroissent un peu, quand la concentration centésimale en alcool croît, et remontent notablement pour les fortes concentrations en alcool. Sans HCl, au contraire, elles décroissent toujours quand la concentration en alcool croît.

A. OGG. — Ueber das chemische Gleichgewicht zwischen Amalgamen und Lösungen (Équilibre chimique entre les amalgames et les dissolutions). — P. 285-312.

Si l'on met en contact du mercure avec une solution aqueuse de nitrate d'argent, une partie de l'argent se dissout dans le mercure en donnant un amalgame et se trouve remplacée par du mercure dans la solution. En appelant a, b, les concentrations de l'argent et du mercure dans la solution, c, la concentration de l'argent dans l'amalgame, la loi des masses actives donne $\frac{a}{c\sqrt{b}} = C^{te}$, si on admet que l'ion mercureux dissous est divalent.

Les dosages vérifient cette formule, tant que le mercure n'est pas saturé d'argent; au delà, il se sépare un amalgame solide, et la formule se réduit à $\frac{a}{\sqrt{b}} = C^{te}$, la masse active de l'argent dissous devenant constante.

L'hypothèse de la divalence de l'ion mercureux est d'ailleurs vérifiée par quatre méthodes distinctes : une méthode d'équilibre chimique, l'étude de chaînes de concentration formées avec l'azotate mercureux, la mesure des conductibilités électriques, la cryoscopie.

La mesure de la force électromotrice des chaînes

$$Ag \left| x AgAzO^3 \text{ dans } \frac{1}{10} HAzO^3 \right| \frac{1}{10} HAzO^3 \left| x\frac{1}{2} Hg^2(AzO^3)^2 \text{ dans } \frac{1}{10} HAzO^3 \right| Hg.$$

vérifie la théorie de Nernst sur l'équilibre entre un mélange de deux métaux et la solution aqueuse d'un de leurs sels.

Dans la seconde partie du mémoire, l'auteur étudie l'amalgame solide d'argent qu'on obtient avec la composition Ag^2Hg^3. La mesure des tensions de vapeur à 100° démontre l'existence de deux autres amalgames Ag^3Hg^4 et $AgHg$; Ag^3Hg^4 est l'amalgame solide en équilibre avec le mercure en excès.

J. BRÜHL. — Ueber die Ursachen der dissociierenden Kraft der Lösungsmittel (Sur les causes de l'action dissociante des dissolvants).

La conductibilité des sels dissous dans l'ammoniaque liquide, supérieure même, comme l'a montré Cardy, à la conductibilité des solutions aqueuses, prouve que l'ionisation n'est pas forcément liée à la teneur en oxygène du dissolvant [1].

Pour les corps oxygénés, l'auteur a attribué à la tétravalence de l'atome O et à sa saturation incomplète la propriété de détruire les agrégations de molécules étrangères, de séparer les ions, de réunir les molécules du dissolvant en produisant sa polymérisation.

On doit s'attendre à retrouver ces mêmes propriétés dans les combinaisons d'autres éléments incomplètement saturés; tel est l'azote. L'ammoniaque AzH^3, corps le plus riche en azote, devra posséder les mêmes propriétés que l'eau H^2O, corps le plus riche en oxygène. Les hydrazines doivent se placer à côté de l'ammoniaque; les nitriles et, en particulier, l'acide cyanhydrique, les composés nitrosés, contiennent un azote trivalent et doivent constituer d'excellents moyens de dissociation.

HOFFMEISTER. — Ueber Stromleitung in gemischten Salzlösungen (Conductibilité dans les solutions de plusieurs sels). — P. 345-354.

Les travaux de Hittorf, Schrader, Hopfgartner [2], ont démontré que tous les ions libres dans une solution prennent part au transport du courant, suivant leur concentration et leur mobilité. L'auteur apporte une confirmation nouvelle de cette loi en étudiant des solutions d'azotate d'argent et d'acide azotique, puis d'acétate de soude et d'acide acétique; il mesure, d'une part, la conductibilité électrique, d'autre part le nombre de grammes du cation, transportées par unité de temps. La formule de Jahn permet d'en déduire la concentration C des cations :

$$C = 1,0784 \,.\, 10^{-8} \frac{ak}{M.\,c.\,u},$$

a, nombre de grammes du cation transportés pendant que le poids c

[1] On savait, depuis la découverte du fluor, que l'acide fluorhydrique HF est un ionisateur (J. G.).

[2] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 277; 1899.

d'argent a été déposé par le courant; M, poids atomique de ce cation; u, sa mobilité [1]; K, conductibilité de la solution.

La comparaison des concentrations ainsi calculées avec celles que l'on déduit des formules de Rudolphi pour les solutions de sels purs montre que le degré de dissociation de $AgAzO^3$ ne change pas sensiblement par l'addition d'$HAzO^3$, tant que le sel est en excès.

Pour les mélanges d'acétate de soude et d'acide acétique, l'acide n'exerce aucune influence sur le degré de dissociation de l'acétate, et les ions H, comme le prévoit la théorie, ne participent pas au transport du courant.

K. LUTHER. — Elektroden dritter Art (Electrodes de troisième espèce). — P. 364-367.

Il serait souvent utile d'avoir des électrodes réversibles par rapport à des métaux décomposables par l'eau. La théorie des chaînes de concentration montre qu'une électrode d'un métal M (Pb par exemple), dans une solution d'un sel de métal M' (Ca, par exemple), saturée à la fois par rapport à deux sels peu solubles et à même acide des métaux M et M' (sulfates), se comporte comme une électrode formée par une modification métallique particulière de M' et constitue une électrode réversible par rapport à ce métal.

Des expériences confirment ce résultat théorique.

P. CALAME. — Ueber die Dissociation mehrwertiger Salze (Dissociation des sels polybasiques). — P. 401-421.

L'auteur détermine le point de congélation, puis la conductibilité électrique des solutions aqueuses d'un grand nombre de sels polybasiques (formiates, acétates... de Ca, Ba, Zn, Cu, ..., etc.); chacune des deux méthodes permet de calculer le degré de dissociation du sel dissous : en désignant par n le nombre des ions dans lesquels se décompose le sel, par i le rapport du nombre de molécules réellement dissoutes au nombre de molécules théoriquement nécessaires pour produire l'abaissement observé (1°,86 par molécule), le degré de dissociation déduit du point de congélation sera $\alpha = \frac{i-1}{n-1}$.

D'autre part, le degré de dissociation déduit de la conductibilité

(1) KOHLRAUSCH, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII; p. 166; 1899.

est le rapport $\frac{\lambda v}{\lambda_\infty}$ de la conductibilité mesurée à la conductibilité limite en solution infiniment diluée.

Pour la plupart des sels étudiés, la méthode cryoscopique donne pour α des valeurs plus grandes que la conductibilité, tandis que l'inverse a généralement lieu pour les électrolytes binaires bibasiques.

Quelques sels organiques de cuivre (malate, citrate, glycérate) donnent des abaissements cryoscopiques et des conductibilités plus faibles que les valeurs normales; les propriétés chimiques de ces sels permettent d'attribuer ces anomalies à la formation de complexes moléculaires. L'auteur vérifie cette interprétation en mesurant la force électromotrice de couples : Cu | sel dissous, par rapport à l'électrode normale.

S. OPPENHEIMER. — Ueber die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene in Salzlösungen (Sur la rotation électro-magnétique du plan de polarisation dans les solutions salines). — P. 447-457.

Schönrock a montré que le pouvoir rotatoire électro-magnétique de l'acide chlorhydrique dissous décroît quand la concentration croît.

L'auteur cherche si l'appareil de Schönrock, rendu plus sensible encore, ne permettrait pas de reconnaître des variations avec la concentration dans le pouvoir rotatoire des sels, considéré jusqu'ici comme constant.

Les chlorures et bromures alcalins, le chlorure de cadmium, l'acide acétique, ont fourni des pouvoirs rotatoires spécifiques indépendants de la concentration.

BOGOJAWLENSKY et TAMMANN. — Ueber den Enfluss des Drucks auf das elektrische Leitvermögen von Lösungen (Influence de la pression sur la conductibilité électrique des solutions). — P. 457-474.

La conductibilité λ d'une solution est proportionnelle au nombre des ions par unité de volume et inversement proportionnelle au frottement des ions. Un accroissement de pression Δp pourra donc influer sur la conductibilité λ : 1° par la diminution du volume Δv, produisant une augmentation du nombre des ions par unité de volume; 2° par un changement de la viscosité η; 3° par un changement dans l'état de dissociation α du corps dissous; 4° en changeant le degré de dissociation α' du dissolvant et sa conductibilité λ'.

On peut ainsi représenter la variation de conductibilité d'une solution par la formule :

$$\frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta p}=\frac{1}{v}\frac{\Delta v}{\Delta p}+\frac{1}{\eta}\frac{\Delta\eta}{\Delta p}+\frac{1}{\alpha}\frac{\Delta\alpha}{\Delta p}+\frac{\lambda'}{\lambda}\frac{1}{\alpha'}\frac{\Delta\alpha'}{\Delta p}. \qquad (1)$$

Pour les solutions diluées on peut donner aux deux premiers termes $\frac{1}{v}\frac{\Delta v}{\Delta p}$ et $\frac{1}{\eta}\frac{\Delta\eta}{\Delta p}$, les valeurs relatives au dissolvant, c'est-à-dire l'eau. Le troisième terme $\frac{1}{\alpha}\frac{\Delta\alpha}{\Delta p}$ se déduit de la relation établie par Planck, entre la constante de dissociation k, la pression p et la variation de volume Δv produite par la dissociation électrolytique

$$\frac{d \log k}{dp}=-\frac{\Delta v}{10^4\,\mathrm{RT}}.$$

Quant au dernier terme $\frac{\lambda'}{\lambda}\frac{1}{\alpha'}\frac{\Delta\alpha'}{\Delta p}$, il est négligeable tant que le nombre des ions du corps dissous est considérable par rapport au nombre des ions du dissolvant (tant que le corps dissous n'est pas une impureté non décelable).

Les mesures de conductibilité ont été faites par la méthode de Kohlrausch; la solution était comprimée jusqu'à 500 atmosphères dans un piézomètre muni d'électrodes de platine platiné et enfermé dans un appareil à compression.

Les variations relatives de la conductibilité $\frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta p}$, trouvées expérimentalement, concordent toujours avec celles déduites de la formule (1) ; elles sont d'autant plus grandes que le corps est un moins bon électrolyte; ainsi, pour une variation de pression de 500 atmosphères la conductibilité de NaCl, de HCl, de l'acide trichloracétique varie de 10 0/0 environ, tandis qu'elle varie de 20 0/0 pour l'acide acétique, de 39 0/0 pour l'ammoniaque, etc.

KAHLENBERG et SCHREINER. — Die wässerigen Lösungen der Seifen (Les solutions aqueuses des savons). — P. 552-567.

La mesure des conductibilités électriques des solutions aqueuses de savons montre que ces corps subissent par l'eau une séparation hydrolytique en acide libre et alcalis libres ; l'hydrolyse a donc lieu comme Chevreul l'avait d'abord annoncé et comme l'avait plus tard vérifié Krafft.

La cryoscopie montre que les sels d'acides gras des huiles forment des molécules doubles dans les solutions aqueuses.

J. Guinchant.

Alexandre de HEMPTINNE. — Sur l'action chimique des effluves électriques et des rayons Röntgen (*Académie royale de Belgique*, 4 juillet 1896); — Sur la synthèse des substances organiques par les effluves (*Id.*, août 1897); — Sur la luminescence des gaz (*Id.*, 1899); — Influence du magnétisme sur la luminescence des gaz (*Id.*, juin 1897); — Ueber die Zersetzung einiger Stoffe unter des Einfluss elektrichen Schwingungen (*Zeitschrift für physikalische Chemie*, XXV, 284); — Ueber die Wirkung des Strahlen auf die Luminescenz der Gaze (*Zeitschrift*, XXVI, 165).

La série de recherches entreprises par M. de Hemptinne sur l'influence des rayons X et sur celle des oscillations électriques sur les réactions chimiques l'a conduit à des résultats intéressants relatifs à la luminescence des gaz aux basses pressions, et surtout à la liaison entre cette luminescence des gaz, leur pouvoir conducteur et leur aptitude à être décomposés.

M. Berthelot a fait connaître, il y a longtemps, l'activité chimique de l'effluve. Afin d'étudier avec précision cette influence, M. de Hemptinne place un tube contenant le gaz et le mélange gazeux entre deux plaques métalliques reliées aux fils conducteurs du dispositif de Lecher. Il excite des ondes et fait varier à volonté la longueur d'onde et l'intensité (celle-ci en agissant sur la distance explosive primaire). Dans d'autres cas, il relie les deux fils qui aboutissent aux plaques aux deux bornes d'un transformateur Tesla.

Il a obtenu ainsi la décomposition de la vapeur d'alcool méthylique, de celle d'alcool éthylique ; au bout d'une dizaine de minutes, il ne reste plus que 2 à 3 0/0 d'alcool dans le tube ; et cette proportion varie peu avec le temps ; il y a de l'oxyde de carbone, de la vapeur d'eau et du méthane ou de l'éthane, en proportions légèrement variables avec les conditions expérimentales.

On a décomposé de même de la glycérine liquide, du phénol, etc.

Certains composés subissent la même action, quand les longueurs d'onde varient du simple au décuple ; d'autres, comme l'acétone, subissent une action nettement plus intense, pour certaines valeurs de la longueur d'onde.

Des expériences qui ont porté sur le gaz ammoniac ont mis en évidence un fait qui s'est trouvé général. Le gaz est lumineux quand il subit une décomposition ; tant qu'il reste obscur, il ne se décom-

pose pas. On a fait varier la pression de l'ammoniac, à partir de 7 millimètres de mercure. Pour 7 millimètres, la luminosité apparaît, et la décomposition commence pour une certaine distance des plaques entre lesquelles est le tube. Si on augmente la pression à 15, 20, 30 millimètres, il arrive un moment où le gaz n'est plus lumineux ; alors il ne se décompose plus. Pour que la décomposition recommence, il faut ou bien rapprocher les plaques (ou encore augmenter la distance explosive primaire), ou bien diminuer la pression.

Le gaz ainsi raréfié à quelques millimètres de pression est conducteur de l'électricité quand il est lumineux. L'expérience suivante permet de le démontrer : Un tube à vide, cylindrique et long, est traversé à ses deux bouts par deux fils de platine soudés dans le verre. On l'intercale sur le trajet d'un des fils parallèles dans le dispositif de Lecher ; cela revient à couper ce fil, et l'étincelle secondaire est supprimée. Vient-on à coller contre le tube à vide, à droite et à gauche, deux feuilles d'étain qu'on relie aux deux pôles d'un alternateur à haute tension, le tube s'illumine, et dès lors l'étincelle secondaire est rétablie (pourvu, bien entendu, que l'étincelle primaire continue à éclater).

La luminosité et la conductivité doivent être liées à une *ionisation* de la matière [1]. On doit donc pouvoir les provoquer par les agents d'ionisation, en particulier par les rayons de Röntgen. En effet, si, dans l'expérience normale de décomposition du gaz ammoniac, on augmente la distance des plaques, on arrive à éteindre le tube ; dès lors la décomposition s'arrête. On peut la faire reprendre en diminuant la pression intérieure ; mais on peut y arriver encore, sans toucher au tube, en l'éclairant par un tube de Crookes actionné pour donner des rayons X. *Le tube à ammoniac s'illumine de nouveau, et la décomposition recommence.*

Parmi les nombreuses expériences décrites par M. de Hemptinne, nous citerons encore la suivante : L'un des fils du transformateur de Tesla aboutit à une plaque métallique posée sur un isoloir, et sur laquelle on place une éprouvette à pied de 100 centimètres cubes ; dans cette éprouvette on met un tube scellé de 15 centimètres de

---

[1] On rapprochera ces résultats des expériences de M. Bouty, qui a montré que les diélectriques gazeux deviennent conducteurs au moment précis où ils deviennent lumineux (*Journal de Physique*, ce volume, p. 10). C'est, d'ailleurs, la généralisation de la propriété de l'étincelle disruptive.

long et de 1 centimètre de diamètre; la pression du gaz intérieur est de 5 millimètres. L'autre pôle du transformateur aboutit à une boule isolée. Si on lance le courant, le tube devient lumineux; il reste lumineux quand on remplit l'éprouvette d'eau distillée; il cesse de l'être, et l'on voit, dans l'obscurité, comme un voile noir descendre le long du tube, dès qu'on vient à laisser tomber dans l'eau une goutte d'acide sulfurique, ou un cristal d'un sel soluble.

L'auteur insiste à diverses reprises sur la nécessité de supposer, condensée sur les molécules, une « atmosphère d'éther », qui est mise en vibration par les actions électriques, et qui, d'ailleurs, n'est pas suffisante pour expliquer tous les phénomènes; il faut encore admettre des mouvements des atomes dans les molécules. Mais, seule, la théorie de l'ionisation ne suffit pas non plus.

B. BRUNHES.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

The Physical Review;

T. X, n° 1, janvier 1900.

R.-A. FESSENDEN. — *Détermination de la nature des grandeurs électriques et magnétiques, et de la densité et de l'élasticité de l'éther*, p. 1.

B.-E. MOORE. — *Polarisation et résistance intérieure du voltamètre à cuivre*, p. 34.

H.-V. CARPENTER. — *Nouvelle méthode de comparaison de deux selfinductions*, p. 52.

N° 2, février 1900.

E. MERRITT et S.-J. BARNETT. — *Influence de l'électrisation sur la tension superficielle de l'eau et du mercure*, p. 65.

Knut ÅNGSTRÖM. — *Représentation objective de l'hystérésis du fer et de l'acier*, p. 74.

R.-A. FESSENDEN. — *Détermination de la nature des grandeurs électriques et magnétiques, et de la densité et de l'élasticité de l'éther*, II, p. 83.

K. TSURUTA. — *Notes de thermodynamique. Révision de quelques données relatives à la benzine*, p. 116.

W.-J. HUMPHREYS. — *Appareil pour la loi de Mariotte, donnant de bons résultats*, p. 123.

SUR LA LOI DE ROTATION DIURNE DU CHAMP OPTIQUE FOURNI PAR LE SIDÉROSTAT ET L'HÉLIOSTAT ;

Par M. A. CORNU.

Les appareils bien connus sous le nom d'*héliostats* et de *sidérostats* permettent d'envoyer dans une direction fixe, à l'aide d'un miroir mobile, le faisceau de lumière émané d'un astre entraîné par le mouvement diurne. La théorie géométrique de ces appareils est très simple : elle réduit l'astre à un point lumineux, le faisceau incident à un rayon rectiligne, qui décrit en vingt-quatre heures un cône de révolution autour de l'axe polaire de l'appareil, parallèle lui-même à l'axe terrestre. Pour obtenir la fixité du faisceau réfléchi, il faut et il suffit que la normale au miroir soit constamment parallèle à la bissectrice de l'angle que fait le rayon venu de l'astre avec la direction fixe choisie : c'est la condition que réalisent d'une manière plus ou moins parfaite les mécanismes imaginés par S'Gravesande, Gambey, Silbermann, Foucault, etc.

Si l'on reçoit suivant l'axe principal d'une lunette le faisceau réfléchi par le miroir ainsi guidé, l'image focale de l'astre restera immobile au centre du champ de vision, malgré le déplacement angulaire de la voûte céleste. Mais cette condition de fixité, réalisée géométriquement pour l'astre visé, n'est plus remplie pour les directions voisines ; on constate aisément que le champ de vision tourne autour de son centre de manière à effectuer en vingt-quatre heures une révolution complète. La vitesse de rotation n'est pas uniforme, de sorte que le déplacement angulaire du champ varie avec le temps suivant une loi qu'il importe de déterminer.

Représentons la voûte céleste par une sphère de rayon égal à l'unité et chaque ligne de visée sur le ciel par la trace sur cette sphère d'une droite menée par le centre parallèlement à cette direction.

Soit NESW, le cercle d'horizon réel ou fictif (*fig.* 1) ; P, le pôle céleste ; Z, le zénith ; PZS, le méridien du lieu ; PD, le cercle horaire de l'astre ; D et D', le point de l'horizon réel ou fictif vers lequel le faisceau réfléchi est constamment dirigé.

La position de l'astre D est définie à chaque instant par sa distance polaire $\delta = PD$, et son angle horaire $AI = SPD$ compté positivement dans le sens du mouvement diurne, de l'est E vers l'ouest W. De

même, le point D′ est déterminé par sa distance polaire $\rho =$ PD′ et par l'angle $\omega =$ SPD′ que fait le plan PD′ avec le méridien. Nous appellerons *plan de référence* ce plan SPD′, qui est par extension le cercle horaire du point D′ [1].

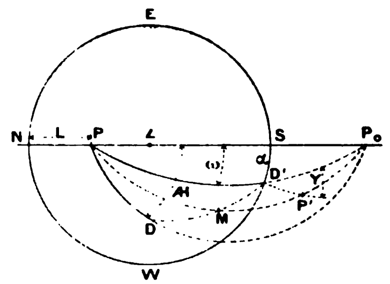


Fig. 1.

Si, au lieu de ρ et de ω, on se donnait l'azimut $\alpha =$ SD′ et l'arc PS, supplément de la latitude L, on calculerait ρ et ω à l'aide des deux relations suivantes fournies par le triangle rectangle PSD′:

$$\cos\rho = \cos\alpha\cos L, \qquad \tan g\,\omega = \frac{\tan g\,\alpha}{\sin L}.$$

Pour que le faisceau émané de l'astre D soit constamment réfléchi en D′, il faut et il suffit, d'après les lois de la réflexion, que la trace M de la normale au miroir soit maintenue par le mécanisme au milieu de l'arc de grand cercle DD′. Connaissant à chaque instant la trace M de cette normale, on peut construire la trace de la direction suivant laquelle un rayon émané d'un point quelconque de la voûte céleste est réfléchi par le miroir ; il suffit de joindre ce point au point M par un arc de grand cercle et de prolonger cet arc d'une longueur égale. Ainsi l'image P′ du pôle P est sur l'arc PM prolongé jusqu'au point P′, tel que MP′ = MP. L'image sphérique réfléchie des divers points de

[1] L'emploi de la projection stéréographique sur le cercle d'horizon permet de tracer l'épure rigoureuse de tous ces arcs de cercle ; il est bon de l'adopter pour vérifier graphiquement la grandeur et le sens des angles calculés.

Mais ce mode de projection a l'inconvénient de tant déformer la grandeur des côtés des triangles sphériques qui sortent du cercle d'horizon que l'usage de ces épures est plutôt gênant qu'utile pour la clarté des démonstrations : voilà pourquoi on emploie ici des figures schématiques en dehors de tout système régulier de projection.

la voûte céleste est donc à chaque instant symétrique de leur position directe par rapport au point M.

Il en résulte que l'orientation du champ de vision est entièrement déterminée par la connaissance de l'image réfléchie d'un point quelconque, en dehors de l'astre qui en occupe le centre. Le pôle P, par son immobilité sur la voûte céleste, est particulièrement désigné pour ce but, et son image D' constitue le repère le plus simple et le plus commode.

Nous allons donc calculer pour chaque appareil la distance et l'orientation de l'image P' du pôle, c'est-à-dire la longueur de l'arc D'P' et l'angle Y que fait cet arc avec le grand cercle $PD'P_0$, trace du *plan de référence.*

Sidérostat. — Sous ce nom on désigne l'appareil spécialement construit pour diriger le faisceau réfléchi vers l'horizon sud.

L'avantage de cette disposition, imaginée par Léon Foucault, est de réduire autant que possible l'angle d'incidence DM = D'M des rayons venant des astres qui, à leur passage supérieur, culminent au voisinage du zénith ou de l'équateur; les aberrations de l'image réfléchie causées par les imperfections du miroir sont ainsi notablement atténuées. La *fig.* 1 représente la disposition du faisceau issu de l'astre D et renvoyé par un sidérostat dans une direction horizontale faisant avec le méridien sud un angle α compté positivement vers l'ouest; α est généralement une petite fraction de l'angle droit.

1° *Distance* P'D' *de l'image* P' *du pôle au centre* D' *du champ.* — L'arc D'P' est le côté du triangle MD'P' symétrique du triangle MDP, puisque MD' = MD et MP' = MP. Ces deux triangles sont égaux comme ayant un angle égal en M compris entre deux côtés égaux. Les deux côtés D'P' et DP, opposés à l'angle égal, sont donc égaux : $D'P' = DP = \delta$. Donc : *la distance* D'P' *de l'image du pôle à l'image de l'astre (centre du champ) est égale à la distance polaire de l'astre visé.* D'où il résulte que *l'image du pôle décrit autour du centre du champ un cercle ayant pour rayon la distance polaire de l'astre visé.*

2° *Orientation de l'arc* D'P'. — Soit Y l'angle que l'arc D'P' fait avec $D'P_0$, prolongation de la trace du plan de référence DP.

$$Y = P_0D'P' = \pi - PD'P' = \pi - (PD'D + DD'P') = \pi - (PD'D + PDD'),$$

car DD'P' = PDD' en vertu de l'égalité des triangles MDP et MD'P'. L'angle cherché Y est donc le supplément des angles à la

base du triangle PDD′, dont le sommet est en P. De la formule de Neper :

$$\operatorname{tang}\frac{1}{2}(B + C) = \frac{\cos\frac{1}{2}(b - c)}{\cos\frac{1}{2}(b + c)}\operatorname{cotang}\frac{A}{2},$$

on déduit, en substituant $A = DPD' = \mathcal{H} - \omega$, $b = \rho$, $c = \delta$,

$$\operatorname{tang}\frac{1}{2}Y = \frac{\cos\frac{1}{2}(\rho + \delta)}{\cos\frac{1}{2}(\rho - \delta)}\operatorname{tang}\frac{1}{2}(\mathcal{H} - \omega),$$

expression qui donne l'orientation de l'arc D′P′ et, par suite, la loi de la rotation du champ de vision, car $\mathcal{H}$ varie proportionnellement au temps.

Si l'on prend pour origine du temps le moment où l'astre visé est dans le plan de référence, $t = 0$ pour $\mathcal{H} - \omega = 0$, et pour unité de temps le jour sidéral ou solaire (suivant l'astre considéré), on a $\mathcal{H} - \omega = 2\pi t$, et l'expression de Y prend la forme symétrique

$$\operatorname{tang}\frac{1}{2}Y = K\operatorname{tang}\frac{1}{2}2\pi t,$$

avec

$$K = \frac{\cos\frac{1}{2}(\rho + \delta)}{\cos\frac{1}{2}(\rho - \delta)} \qquad \text{et} \qquad \mathcal{H} - \omega = 2\pi t.$$

On en conclut aisément :

a. La rotation du champ a la même période que le mouvement diurne.

b. Elle est continue et toujours dans le même sens, direct ou inverse suivant le signe de K.

c. Le plan de référence est un plan de symétrie, car l'angle Y prend des valeurs égales et de signe contraire à des époques équidistantes de part et d'autre de l'origine du temps.

On pourrait représenter géométriquement cette loi de rotation par une courbe en prenant le temps comme abscisse, et l'angle Y comme ordonnée. Mais on aura une figuration plus directe de la rotation du champ en considérant l'arc D′P′ comme le rayon vecteur mobile du cercle décrit par l'image P′ du pôle et en traçant les positions suc-

cessives de ce rayon vecteur à des époques équidistantes, subdivisions aliquotes du jour. La *fig.* 2 offre une représentation de ce genre sur le plan tangent à la sphère en D′; les vingt-quatre positions successives de D′P′ se projettent suivant des rayons rectilignes; elles correspondent à la subdivision du jour en vingt-quatre heures. L'origine du temps $t = 0$ correspond à $D'P_0$, trace du plan de référence et axe de symétrie.



Fig. 2.

3° *Expression de la vitesse angulaire.* — La vitesse angulaire de rotation à l'époque t s'obtient en prenant la dérivée de l'expression de Y par rapport à t; toutes réductions faites, on obtient la formule:

$$\frac{dY}{dt} = 2\pi \frac{K}{\cos^2 \pi t + K^2 \sin^2 \pi t}.$$

Le dénominateur étant essentiellement positif, la vitesse a toujours le signe de K; elle varie périodiquement entre la valeur $2\pi K$, correspondant aux époques $t = 0, 1, 2, \ldots$, et la valeur $\frac{2\pi}{K}$, correspondant aux époques intermédiaires $t = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \ldots$, en passant par la valeur 2π, vitesse angulaire du mouvement diurne, aux époques données par la condition:

$$\cos^2 \pi t + K^2 \sin^2 \pi t = K,$$

ou

$$\tang \pi t = \frac{\pm 1}{\sqrt{1 + K}}.$$

Comme les positions de l'astre les plus favorables à l'observation (passage supérieur) sont voisines du plan de référence $t = 0$, la

vitesse de rotation peut être considérée comme constante et égale à $2\pi K$, car cette vitesse varie peu aux environs de $t = 0$, puisqu'elle répond à un maximum ou à un minimum. La vitesse $\frac{2\pi}{K}$ n'est jamais observable avec le sidérostat, qui ne permet pas d'observer les passages inférieurs.

L'unité de vitesse angulaire est évidemment celle de 2π ou d'une circonférence par jour ; si l'on voulait prendre une autre unité, exprimer, par exemple, la vitesse en minutes d'arc par minutes de temps, ou plus généralement en n^{mes} de circonférence par m^{mes} de jour, il suffirait de remplacer 2π par $\frac{n}{m}$. En effet, ce changement d'unités revient à poser :

$$\frac{Y}{2\pi} = \frac{y'}{n}, \qquad \frac{t'}{1} = \frac{\tau}{m},$$

d'où :

$$\frac{dy'}{d\tau} = \frac{1}{2\pi}\frac{n}{m}\frac{dY}{dt}.$$

Comme il y a $n = 360 \times 60$ minutes d'arc dans la circonférence et $m = 24 \times 60$ minutes de temps, la vitesse $2\pi K$, devenue $\frac{n}{m}K$, est ici égale à $15K$; on retrouve bien $15'$ d'angle par minute de temps pour la vitesse angulaire du mouvement diurne $K = 1$.

4° *Sens du mouvement de rotation du champ de vision.* — On doit supposer l'observateur recevant le faisceau lumineux ; par conséquent il dirige son regard vers le centre de la sphère suivant le rayon qui aboutit en D′, d'où il résulte que le sens du mouvement de rotation sera celui qu'un observateur placé suivant la direction D′ en dehors de la sphère attribuera au mouvement de l'arc D′P′. D'après l'expression de Y, on voit que Y et $\mathcal{R} = \omega$ seront de même signe, si le coefficient K est positif. On connaît le sens du mouvement diurne, c'est-à-dire le sens de la variation positive de $\mathcal{R}$; on voit sur la *figure* que, quand l'ascension droite de l'astre D grandit, l'arc PD, vu de l'extérieur de la sphère, tourne dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre ; donc pour K positif, Y varie dans le même sens. La condition pour que K soit positif est évidemment :

$$\cos\frac{1}{2}(\rho + \delta) > 0, \qquad \frac{1}{2}(\rho + \delta) < \frac{\pi}{2}, \qquad \delta < \pi - \rho.$$

D'où l'on conclut :

Lorsque la distance polaire de l'astre visé est moindre que le supplément de la distance polaire de la direction réfléchie, le sens apparent de la rotation du champ de vision du sidérostat est celui du mouvement des aiguilles d'une montre.

Il est de sens contraire, si la distance polaire de l'astre est moindre que ce supplément. L'observation avec une lunette astronomique ne change pas le sens de la rotation : le *renversement* des images se borne à tourner de 180° la direction origine $D'P_0$.

5° *Distance polaire critique : champ de vision immobile.* — La transition entre ces deux cas correspond à la condition $K = 0$, c'est-à-dire $\cos\frac{1}{2}(\rho + \delta) = 0$: la valeur de Y demeure constamment nulle, quelle que soit l'ascension droite de l'astre ; donc :

Le champ de vision du sidérostat reste rigoureusement immobile lorsque la distance polaire de l'astre visé est égale au supplément de la distance polaire de la direction réfléchie.

Ce cas d'immobilité absolue du champ correspond à une particularité géométrique qui rend le résultat évident : on démontre, en effet, aisément que, si $\rho + \delta = \pi$, l'arc $PM = \frac{\pi}{2}$; la normale au miroir devient normale à la ligne des pôles ; le miroir est donc parallèle à l'axe terrestre. En outre, l'arc PM bissecte l'angle DPD' ; par suite, le miroir tourne d'un angle égal à la moitié de la variation de l'angle horaire. Ce sont les deux conditions caractéristiques du *Cœlostat* de M. Lippmann [1], appareil très simple qui donne une image du ciel absolument fixe ; il se compose, en effet, d'un miroir tournant autour d'un axe parallèle à son plan et à l'axe terrestre avec une vitesse angulaire égale à la moitié de celle du mouvement diurne et de même sens.

Le sidérostat peut donc remplacer le cœlostat pour une région du ciel située autour d'un astre de distance polaire δ ; il suffit de choisir pour direction du faisceau réfléchi l'une de celles qui satisfont à la condition $\rho + \delta = \pi$, c'est-à-dire l'une des génératrices du cône de révolution faisant avec l'axe terrestre l'angle $\pi - \delta$ ou supplément de la distance polaire. Il est bon de connaître cette propriété du sidérostat, car on peut, dans certaines circonstances, l'utiliser sans grande complication expérimentale.

---

[1] *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CXX, p. 1015.

6° *Sidérostat orienté dans le méridien.* — C'est le mode d'installation le plus ordinaire du sidérostat ; le faisceau réfléchi horizontalement est dirigé exactement vers le sud. Il en résulte que $\omega = 0$, $\rho = \pi - L$, L étant la latitude. L'angle Y est l'angle que fait l'arc D'P' avec le méridien devenu le plan de référence et de symétrie. L'expression de Y prend la forme :

$$\operatorname{tang}\frac{1}{2}\,Y = K \operatorname{tang}\frac{1}{2}\,\mathcal{A}l,$$

avec

$$K = \frac{\sin\frac{1}{2}\,(L - \delta)}{\sin\frac{1}{2}\,(L + \delta)}.$$

Les énoncés précédents deviennent alors très simples.

Avec le sidérostat orienté dans le méridien, le champ de vision est immobile, lorsque la distance de l'astre visé est égale à la latitude du lieu d'observation ; la rotation du champ a lieu dans le sens des aiguilles d'une montre, si cette distance polaire est moindre que la latitude ; en sens inverse, si elle est plus grande.

Le coefficient K, qui définit la valeur pratiquement constante de la vitesse de rotation du champ en fonction de la rotation diurne, est toujours plus petit que l'unité.

En voici les valeurs numériques pour la latitude de Paris, L = 48° 50, δ croissant de 10° en 10° (passage supérieur) :

δ	K	δ	K
0° (pôle)	1,000	70°	— 0,213
10	0,677	80	— 0,298
20	0,440	90	— 0,376
30	0,258	100	— 0,448
40	0,105	110	— 0,518
48 50 = L	0,000	120	— 0,585
50	— 0,013	130	— 0,651
60	— 0,120		

Heliostat. — C'est l'appareil qui renvoie le faisceau réfléchi dans une direction voisine de l'horizon nord, rarement au-delà du NE ou du NW.

La *fig.* 3 représente le faisceau issu de l'astre D et renvoyé dans la direction horizontale D'', faisant avec le méridien nord un angle NPD'' = α', compté positivement vers l'est. Le pôle est en P ; SPD est

l'angle horaire, et δ la distance polaire de l'astre visé D. Nous désignerons par $\omega' = NPD''$ et $p' = PD''$ l'angle horaire et la distance polaire de la direction réfléchie D″, qu'on déduit comme précédemment de l'azimut α' et de la latitude L au moyen du triangle rectangle NPD″. La normale M au miroir est au milieu de l'arc DD″ et l'image P″ du pôle sur l'arc PM prolongé de telle sorte que $MP'' = MP$.

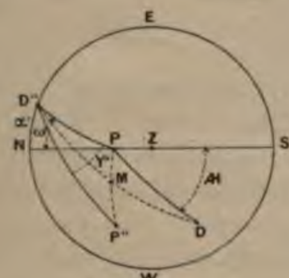


Fig. 3.

L'angle de rotation du champ sera déterminé par l'angle que fait l'arc D″P″ avec la trace du plan de référence PD″.

Soit $Y' = PD''P''$ cet angle ; on le déduirait aisément de l'expression de Y relative au sidérostat, dont la définition est analogue ; mais il est plus simple de le calculer directement.

Les triangles PDM et P″D″M sont égaux comme ayant un angle égal en M compris entre deux côtés égaux $DM = D''M$, $PMP''M$. Donc $D''P''DP = \delta$.

Ainsi, comme avec le sidérostat, *l'image du pôle réfléchie par l'héliostat décrit, autour du centre du champ, un cercle ayant pour rayon la distance polaire de l'astre visé.*

D'autre part :

$$Y' = PD''P'' = PD''D + DD''P'' = PD''D + D''DP',$$

en vertu de l'égalité des deux triangles PMD et P″MD″. L'angle Y est donc la somme des deux angles à la base du triangle PDD″ dont le sommet est en P. De la formule de Neper citée plus haut on déduit, en substituant :

$$b = \rho', \qquad c = \delta \qquad \text{et} \qquad A = \pi - Æ + \omega',$$

$$\text{tang}\,\frac{1}{2}\,Y' = \frac{\cos\frac{1}{2}\,(\rho' - \delta)}{\cos\frac{1}{2}\,(\rho' + \delta)}\,\text{tang}\,\frac{1}{2}\,(Æ - \omega').$$

Y est compté positivement dans le sens des aiguilles d'une montre. On met également cette expression sous la forme :

$$\tang \frac{1}{2} Y' = K' \tang \frac{1}{2} 2\pi t,$$

en posant :

$$K' = \frac{\cos \frac{1}{2} (\rho' - \delta)}{\cos \frac{1}{2} (\rho' + \delta)} \qquad \text{et} \qquad Æ - \omega' = 2\pi t.$$

On retrouve les trois conclusions (*a*), (*b*), (*c*), démontrées ci-dessus pour le sidérostat (p. 252). Nous ne répéterons pas la discussion, qui serait toute semblable ; mais nous insisterons sur la différence qui existe au point de vue pratique entre les deux appareils : avec l'héliostat, le coefficient K′ est toujours plus grand que l'unité et conserve le signe positif dans les conditions où l'on utilise d'ordinaire l'héliostat, c'est-à-dire dans l'observation du passage supérieur des astres au voisinage du zénith ou de l'équateur, réfléchis dans une direction qui ne s'écarte pas beaucoup de l'horizon du nord.

En effet on peut, en développant la valeur des cosinus, écrire K′ sous la forme :

$$K' = \frac{1 + \tang \frac{1}{2} \rho' \tang \frac{1}{2} \delta}{1 - \tang \frac{1}{2} \rho' \tang \frac{1}{2} \delta}.$$

Le signe + du coefficient K′ correspond ici, comme on le voit sur la figure, à une variation de Y′ de sens contraire à celle de l'angle horaire Æ. Donc on en conclut :

Le champ de vision de l'héliostat, dans les conditions où il est utilisable, tourne avec une vitesse angulaire toujours plus grande que celle du mouvement diurne ; le sens de la rotation est celui des aiguilles d'une montre.

Cette conclusion met en évidence une nouvelle cause d'infériorité de l'héliostat sur le sidérostat : à l'inconvénient provenant de la réflexion sous de grandes incidences sur le miroir de l'héliostat, se joint celui d'une grande vitesse de rotation du champ de vision. Ces deux conditions sont défavorables pour les observations qui exigent, dans les images, une grande perfection en même temps qu'une complète stabilité : c'est ce qui fait préférer le sidérostat pour l'astronomie de précision.

Mais cette rapidité de rotation du champ n'est pas toujours un inconvénient ; pour certaines observations astrophysiques, elle est, au contraire, avantageuse, en ce sens qu'elle dispense de l'emploi de dispositifs optiques complexes et délicats ; en voici un exemple :

Imaginons qu'on projette, à l'aide d'un objectif convenable, l'image solaire réfléchie par un héliostat sur la fente d'un spectroscope à grande dispersion pour étudier le déplacement des raies, dû aux mouvements de la surface du soleil. La condition la plus favorable se présente quand l'équateur solaire est normal à la fente; si l'on balance cette image de manière à amener successivement les bords opposés du disque tangentiellement à cette fente, on obtient le double du déplacement maximum provenant de la différence des vitesses radiales sur le pourtour de l'équateur (méthode du balancement des raies).

A moins de circonstances exceptionnelles, l'image du disque solaire ne se présentera pas dans cet azimut favorable et aura peu de chance de l'atteindre, si l'on emploie un sidérostat, puisque, avec cet appareil, la vitesse de rotation du champ de vision est nulle ou très petite.

Pour amener l'équateur dans l'azimut demandé, on est obligé d'avoir recours à un appareil auxiliaire composé, par exemple, d'un prisme isocèle à réflexion totale, mobile autour d'un axe parallèle à sa base ; la rotation de ce prisme entraîne d'un angle double l'azimut du disque solaire, ce qui permet d'amener successivement l'équateur perpendiculairement à la fente dans les deux positions à 180°, qui reproduisent le double déplacement maximum en ordre inverse. Mais le prisme doit être très parfait, comme matière et planéité des surfaces ; de plus, la monture rotative qui l'entraîne est assez difficile à construire et à régler.

Avec l'héliostat, la rotation spontanée du champ de vision dispense de cet appareil auxiliaire ; il suffit d'attendre l'effet de cette rotation, et l'on voit l'équateur solaire se placer de lui-même perpendiculairement à la fente. A certaines époques de l'année, pour certaines orientations de la fente et du faisceau réfléchi par l'héliostat, cette condition de perpendicularité se présente deux fois dans la même journée, à quelques heures d'intervalle, l'image de l'équateur solaire tournant de 180°.

Ce résultat, que j'ai découvert par expérience et observé plusieurs fois, m'a beaucoup surpris au premier abord ; je pensais qu'il fallait

environ douze heures pour que l'image réfléchie du disque solaire pût tourner de 180° autour de son centre. Aussi est-ce la recherche de l'explication de ce phénomène qui est l'origine du présent travail. La discussion complète exigerait des développements assez longs. Je me bornerai ici à indiquer le principe des démonstrations.

L'explication repose sur la grandeur relative de la vitesse de rotation du champ de l'héliostat, lorsque l'astre visé est voisin de l'équateur ($\delta = 90°$). Le coefficient K', qui la mesure en fonction de la rotation diurne, est, en effet, pour le soleil entre les deux solstices, compris entre 2 et 5.

Voici la Table des valeurs de K', dans le cas usuel où l'héliostat est orienté dans le méridien, le faisceau réfléchi dirigé horizontalement vers le nord; on substitue, dans la formule $\omega' = o$, $\rho' = L = 40° 50'$, δ croissant de 10° en 10° (passages supérieurs) :

δ	K'	δ	R
0° (pôle)	1,000	70°	1,932
10	1,083	80	2,231
20	1,174	90 (équinoxe)	2,663
30	1,277	100	3,358
40	1,396	113 37 (solstice d'hiver)	5,489
50	1,537	110	4,687
60	1,710	120	8,359
66 38 (solstice d'été)	1,849		

La valeur K' tend vers l'infini, qu'elle atteint lorsque l'astre est à l'horizon sud : c'est, en effet, une distance polaire critique $\rho + \delta = \pi$, qui correspond d'ailleurs à l'incidence rasante sur le miroir.

La connaissance de la valeur K' permet de calculer la durée qui s'écoule entre les époques t_1 et t_2, entre lesquelles l'image du champ a tourné de 180°. Soient Y'_1 la valeur de l'angle Y' à l'époque t_1, où l'équateur solaire, par exemple, est normal à la fente du spectroscope, et $Y'_2 = Y'_1 + \pi$ la valeur Y'_1 augmentée de 180° à l'époque t_2. On aura les deux conditions :

$$\text{tang}\frac{1}{2}\,Y'_1 = -\,K\ \text{tang}\,\pi t_1, \qquad \text{cotang}\frac{1}{2}\,Y'_2 = K'\ \text{tang}\,\pi t_2.$$

Multipliant membre à membre, il vient finalement :

$$\text{tang}\,\pi t_1\ \text{tang}\,\pi t_2 = -\frac{1}{K'^2}.$$

Le signe — montre que les deux époques t_1 et t_2 (supposées aussi

rapprochées que possible) sont de signe contraire, ce qui signifie que les deux positions correspondantes de l'astre sont situées de part et d'autre du plan de référence (ici, du plan méridien); il faut excepter les cas limites où $t = 0$ et $t = \frac{1}{2}$. Soit $\theta = t_2 - t_1$ la différence des deux époques; si l'on se donne t_1, on calculera t_2. L'intérêt est surtout de connaître les deux époques pour lesquelles cette différence est minimum.

Écrivons donc $d\theta = 0$, c'est-à-dire $dt_2 - dt_1 = 0$, et différentions la relation qui lie t_1 à t_2; il vient, tous calculs faits,

$$\sin \pi (t_2 + t_1) \cos \pi (t_2 - t_1) = 0.$$

C'est la solution $t_2 - t_1 = 0$ qui donne le minimum cherché; l'autre, $t_2 - t_1 = \frac{1}{2}$, donne le maximum de 12 heures, qui n'a pas d'intérêt.

Les deux époques cherchées, symétriques par rapport à $t = 0$, sont mesurées par des durées égales et de signe contraire; substituant, pour avoir leur valeur absolue,

$$\operatorname{tang} \pi t = \frac{1}{K'}.$$

En donnant à K' les valeurs croissantes depuis $K' = 1$ (rotation uniforme), qui donne $t = \frac{1}{4}$ de jour ou 6 heures et $t_2 - t_1 = 12$ heures, on trouve que l'intervalle $\theta = t_2 - t_1$ se resserre de plus en plus. Appliquant le calcul à la détermination de cette différence θ aux trois époques les plus intéressantes relatives au soleil, on obtient :

	θ
Solstice d'été................	$7^h\ 54$
Equinoxe....................	5 30
Solstice d'hiver..............	2 45

résultats qui démontrent la possibilité de voir tourner l'équateur de 180° en beaucoup moins de 12 heures.

D'ailleurs, la rotation n'a pas besoin d'être exactement de 180° pour montrer successivement les deux effets inverses du balancement des raies, car la vitesse absolue des parallèles solaires ne diminue que de $\frac{1}{10}$ jusqu'à $\pm 25°$ de latitude héliocentrique, de sorte

qu'un déplacement de 180° — 50° = 130° suffit à montrer le double phénomène dans toute sa netteté.

Il resterait à déterminer les orientations du faisceau réfléchi les plus favorables à l'observation; mais ce problème est assez complexe et mérite d'être traité à part.

Ce qui précède suffit à montrer que, même dans les particularités des instruments qui, au premier abord, paraissent des imperfections fâcheuses, on trouve des ressources utilisables pour d'autres genres d'expériences. L'étude approfondie des appareils, dans leurs propriétés géométriques, apporte, le plus souvent, quelque particularité susceptible de rendre des services inattendus.

NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DES DURÉES INFINITÉSIMALES. — APPLICATION A LA DISPARITION DE LA BIRÉFRINGENCE ÉLECTRO-OPTIQUE ET DE LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE;

Par MM. H. ABRAHAM et J. LEMOINE.

Les temps que nous envisagerons étant toujours de l'ordre du *cent-millionième de seconde*, nous représenterons, pour la commodité de l'écriture, le *millionième de seconde* par le symbole μS.

Il est nécessaire de montrer d'abord que les procédés usuels pour l'étude des phénomènes de très courte durée se trouvent en défaut quand il s'agit, par exemple, de déceler une durée de $\frac{1}{1000}$ de μS.

La photographie sur plaque mobile est absolument insuffisante. En admettant même que l'on puisse faire porter la plaque par un boulet de canon animé d'une vitesse de 1.000 mètres à la seconde, le déplacement ne serait que de 1 micron en $\frac{1}{1000}$ de μS.

La méthode du miroir tournant, qui dépasse actuellement toutes les autres, n'atteint que bien difficilement cette limite. Prenons comme exemple le miroir qui a été employé par Foucault dans ses célèbres expériences sur la vitesse de la lumière. Il faisait 800 tours à la seconde. Le rayon réfléchi, qui en faisait 1.600, avançait de 2″ d'angle en $\frac{1}{1000}$ de μS. Mais, ce miroir n'ayant que 14 millimètres de diamètre, il ne pouvait séparer que les 10″. Le $\frac{1}{1000}$ de μS se trouve

donc encore au-dessous de ce que l'on pourrait déceler, mais non mesurer avec quelque précision au moyen du miroir de Foucault.

A vrai dire, on pourrait réaliser une plus grande vitesse de rotation, tout en employant un miroir de plus grand diamètre ; mais il semble impossible, actuellement, d'obtenir une sensibilité 10 fois plus grande qu'avec le miroir de Foucault.

La méthode que nous allons exposer repose sur un principe entièrement différent, qui est le suivant :

Une durée infinitésimale peut être déterminée par la mesure de l'espace que parcourt la lumière pendant cette durée elle-même.

Si l'on veut encore mesurer le $\frac{1}{1000}$ de μS, l'espace que devra parcourir la lumière est de 30 centimètres, il peut se déterminer avec une extrême précision ; il n'y a, pour ainsi dire, aucune limite à la sensibilité de la méthode. C'est, d'ailleurs, ainsi que la mesure des longueurs d'onde fournit déjà la durée des vibrations lumineuses, qui n'est pourtant que d'un cinq cent millionième de μS.

Pour préciser la mise en œuvre de la méthode, nous allons l'appliquer à l'étude de l'extinction du phénomène de Kerr et de la polarisation rotatoire magnétique.

ÉTUDE DE LA DISPARITION RAPIDE DU PHÉNOMÈNE DE KERR.

Pour produire le phénomène de Kerr, nous employons le condensateur plan K (*fig.* 1), formé de deux lames de cuivre parallèles, im-

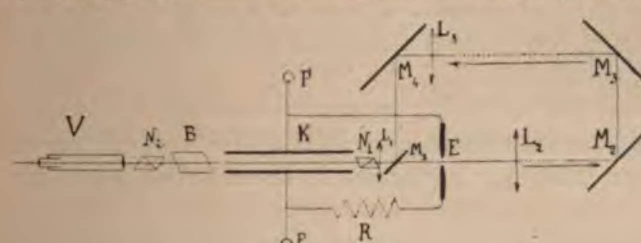


Fig. 1.

mergées dans une cuve remplie de sulfure de carbone. Pour charger le condensateur, on le met en communication avec les pôles P d'un transformateur à haut voltage. Le condensateur se décharge en E, dans un déflagrateur auquel il est réuni par un circuit très court

(longueur, 124 centimètres), coupé en R par une résistance liquide. Ces dispositions sont choisies dans le but d'obtenir une décharge très amortie.

L'étincelle E, fractionnée par le soufflage [1], est très éclatante et sert de source lumineuse. Elle est placée au foyer d'une première lentille L_1, qui fournit un faisceau cylindrique traversant la cuve. La distance de l'étincelle au milieu de la cuve est de 20 centimètres, c'est-à-dire que le flux lumineux traverse la cuve $\frac{1}{1500}$ de μS seulement après la production de l'étincelle.

D'autre part, E se trouve encore placée au foyer de la lentille L_2. Le faisceau cylindrique qui sort de cette lentille est envoyé en arrière à une distance variable à volonté, puis ramené vers la cuve au moyen des miroirs M_2, M_3. La lentille L_3 reçoit ce faisceau de retour et les miroirs M_4, M_1, le font pénétrer dans la cuve.

La mesure optique est faite par la méthode photométrique. A cet effet la cuve de sulfure de carbone se trouve placée entre un nicol polariseur N_1, incliné à 45° sur les faces du condensateur et un analyseur formé d'un biréfringent B et d'un nicol N_2 à l'extinction. Pour mesurer la biréfringence, on amène à l'égalité les deux images que l'on observe avec le viseur V. La rotation du nicol mesure la différence de phase moyenne pendant le passage de la lumière dans le condensateur de Kerr.

Pour simplifier le raisonnement, supposons, pour un moment, que l'étincelle soit exactement instantanée. Si le miroir M_1 est écarté latéralement, l'ouverture de la cuve est démasquée, et la mesure de la biréfringence donnera la valeur du phénomène de Kerr, presque à l'instant de l'étincelle.

Remettons le miroir M_1 en place, la lumière de l'étincelle part dans une direction opposée à celle de la cuve et se trouve ensuite renvoyée vers celle-ci par les miroirs M. Le flux lumineux arrive donc dans le sulfure de carbone après avoir parcouru le chemin supplémentaire $EM_2M_3M_4E$, que nous faisons varier à volonté en éloignant ou rapprochant l'ensemble des deux miroirs M_2M_3. Si l'espace parcouru ainsi est de 3 mètres, nous obtiendrons une nouvelle valeur de la biréfringence, après un intervalle de temps égal à $\frac{1}{100}$ de μS. En

---

[1] H. Abraham, *Journal de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 366 ; 1899.

écartant progressivement M_2M_3, on obtiendra des points aussi rapprochés que l'on voudra de la courbe du phénomène de Kerr en fonction du temps.

Nous avons opéré, par cette méthode, dans des conditions très variées; mais nous ne citerons ici que les résultats d'une seule expérience, correspondant à la décharge la plus rapide.

Chemin parcouru.	Biréfringence.
20 centimètres	17°,3
100 centimètres	8°,7
400 centimètres et au-delà	non mesurable

La comparaison de ces mesures montre que le phénomène électro-optique est réduit de moitié, au bout d'un temps correspondant à un retard de 80 centimètres et, par suite, égal à $\frac{1}{400}$ de μS. Après $\frac{1}{100}$ de μS, la biréfringence a disparu.

Pour interpréter correctement l'expérience, représentons par la courbe C_1 la variation du champ électrique dans le condensateur et par C_2 la variation de l'intensité lumineuse de l'étincelle en fonction du temps. Dans la première mesure, ces deux courbes empiètent nettement l'une sur l'autre (*fig.* 2). Quand on retarde le flux lumineux,

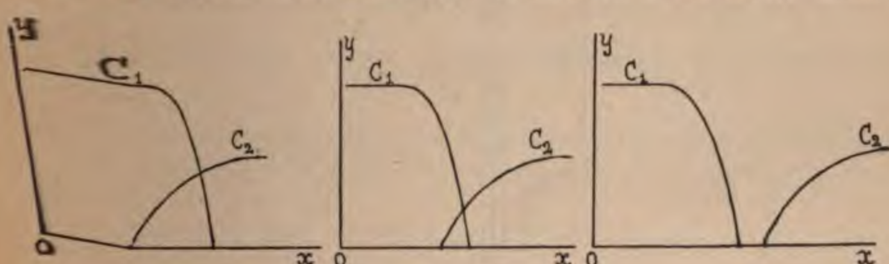


Fig. 2, 3 et 4.

la courbe C_2 se déplace progressivement vers la droite et, lors de la deuxième mesure (*fig.* 3), les deux courbes n'ont plus qu'une faible portion commune. Enfin, à partir de la troisième lecture, elles sont extérieures l'une à l'autre (*fig.* 4).

Le temps égal à $\frac{1}{100}$ de μS, après lequel on a toujours l'extinction, est donc le retard qui fait sortir la courbe C_2 de C_1.

Il est clair alors que ce $\frac{1}{100}$ de μS comprend à la fois :

1° Le temps que met l'intensité lumineuse de l'étincelle à s'établ

2° Le temps que le champ électrique met à disparaître ;

3° Le retard possible du phénomène de Kerr sur le champ él trique.

D'où nous concluons que chacun de ces phénomènes pris sépa ment ne dure pas $\frac{1}{100}$ de μS (1).

ÉTUDE DE LA DISPARITION RAPIDE DE LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE.

Nous avons appliqué la méthode et utilisé le même appareil (*fig.*

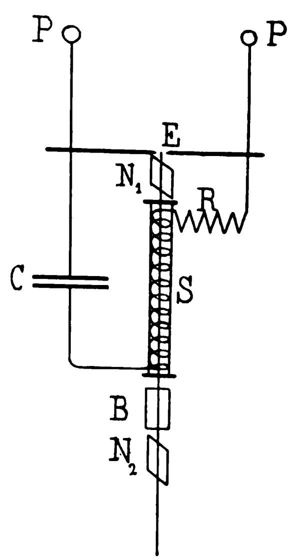


FIG. 5.

Un condensateur auxiliaire C, formé d'une lame de verre éta

(1) Nous insisterons sur ce que le succès des expériences tient partie à ce fait très remarquable que l'intensité lumineuse de l'étince de zéro, arrive presque à son maximum en une très petite fraction de ment dit, à ce que le flux d'ondes lumineuses qu'elle émet présen nettement accusé.

réuni, aux tiges du déflagrateur E, par un circuit qui comprend une résistance liquide R et un solénoïde S, formé de 25 spires enroulées sur un tube rempli de sulfure de carbone. Ce tube était placé entre le polariseur N_1 et l'analyseur BN_2. Les lentilles et miroirs du dispositif précédent sont conservées, mais ne sont plus représentées dans la figure actuelle.

Dans l'intervalle de deux étincelles successives, le courant de charge du condensateur est trop faible pour produire une polarisation rotatoire sensible. Pendant l'étincelle, au contraire, il se produit un courant de grande intensité, qui communique au sulfure de carbone une polarisation rotatoire mesurable.

La marche des expériences est en tout point la même que pour le phénomène de Kerr. En nous plaçant également dans les meilleures conditions d'amortissement, nous avons trouvé :

Chemin parcouru.	Polarisation rotatoire.
$0^m,20$	$4°,5$
$2^m,60$	$2°,3$

Au-delà de 6 mètres, le phénomène n'est plus appréciable, et il ne reste que la légère dépolarisation produite par le tube à sulfure de carbone.

Dans cette dernière expérience, *la polarisation rotatoire magnétique diminue de moitié en* $\frac{1}{100}$ *de* μS, *et elle est presque nulle après un temps double.*

Ce temps comprend encore la durée d'établissement de l'étincelle, la durée de la décharge et le retard possible de la polarisation rotatoire sur le courant.

Nous pouvons donc affirmer que *la polarisation rotatoire magnétique n'a pas un cent millionnième de seconde de retard sur le courant.*

Cette limite est moins bonne que celle trouvée pour le phénomène de Kerr. Mais le solénoïde S, que l'on est bien forcé d'accepter ici, augmente la durée de la décharge. Nous avons vérifié expérimentalement qu'en intercalant ce même solénoïde dans le circuit de décharge d'un condensateur de Kerr on trouvait le même amortissement pour les deux mesures électro-optiques.

Cette dernière coïncidence est un nouvel argument en faveur de cette hypothèse que *la polarisation rotatoire magnétique et le phéno-*

mène de Kerr suivent, sans aucun retard, les variations de la décharge.

Rappelons, en terminant, que dans des travaux publiés dans ce journal MM. Bichat et Blondlot avaient pu établir autrefois, par une méthode de miroir tournant, que le retard de ces deux phénomènes électro-optiques sur le phénomène électrique défini par l'étincelle ne pouvait être que très faible et ne dépassait certainement pas $\frac{1}{30.000}$ de seconde. La méthode actuelle recule considérablement cette limite.

GÉNÉRALITÉ DE LA MÉTHODE.

Les procédés que nous venons d'exposer sont évidemment susceptibles d'être utilisés pour l'analyse d'un assez grand nombre de phénomènes à variations très rapides.

Établissement rapide du phénomène de Kerr et de la polarisation rotatoire magnétique. — On réalise un établissement brusque des phénomènes électro-optiques, en les excitant au moyen d'une onde hertzienne, provoquée par l'étincelle même dont la lumière sert à étudier les phénomènes à des époques successives.

Analyse des ondes électriques. — L'étude d'une onde électrique se propageant le long d'un fil peut également se faire par l'intermédiaire d'un phénomène électro-optique. Les méthodes précédentes permettront d'obtenir la forme de l'onde et de démontrer directement l'égalité de vitesse des ondes lumineuses et des ondes électriques.

Étude des étincelles. — L'étincelle d'un excitateur ou d'un résonateur peuvent servir indifféremment de sources lumineuses et être appliquées à l'analyse d'une même onde électrique. L'interprétation des résultats fournit des renseignements sur l'intervalle de temps qui sépare les deux étincelles, ainsi que sur leurs durées et leurs variations d'éclat.

En dehors de ces phénomènes, qui se tiennent d'ailleurs de façon étroite, les mêmes méthodes s'appliqueront plus généralement à tous les phénomènes de courte durée qui peuvent être reliés à la production d'une étincelle électrique ; sans insister sur les expériences de phosphorescence, nous en avons une application immédiate à la détermination de la vitesse de propagation et de l'époque

exacte à laquelle se produisent les rayons d'origine cathodique dont l'étude toute récente a déjà fait de si grands progrès [1].

SUR LA THÉORIE OSMOTIQUE DES PILES (*suite*) [2];

Par M. COUETTE.

III

THÉORIE DE M. W. NERNST. — Soient L_1 et L_2 deux solutions inégalement concentrées d'un même sel; la différence de potentiel $L_1 \mid L_2$, qui a pour siège leur surface de contact, s'exprime, d'après M. *Nernst*, par la formule :

$$L_1 \mid L_2 = \varphi \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}.$$

Le facteur φ dépend des valences des ions et de leur coefficient de transport ; nous en donnerons plus loin l'expression développée.

Première méthode. — Voici sommairement les considérations développées par son auteur à l'appui de cette formule [3]. La pression osmotique ϖ est liée au volume v et à la température T par des lois identiques à celles de *Mariotte* et de *Gay-Lussac* :

$$\varpi v = NRT.$$

On peut considérer chaque ion comme exerçant une *pression osmotique partielle* régie par les mêmes lois ; la pression osmotique totale est alors la somme des pressions partielles, tant des ions que des molécules restées entières. Quand un gaz parfait se détend isothermiquement de la pression p_1 à la pression p_2, le travail des pressions qu'il exerce sur les parois mobiles qui le limitent est, pour N molécules, $NRT \log \frac{p_1}{p_2}$. De même, quand N ions grammes passent d'une solution où leur pression osmotique partielle est ϖ_1 dans une autre

---

[1] Depuis la première publication de nos expériences, M. Bernard Brunhes a entrepris de déterminer, par cette méthode, la vitesse de propagation des rayons de Röntgen.

[2] Voir ce volume, p. 200.

[3] *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. IV, p. 136 ; 1889.

où elle est ϖ_2, on admet, par analogie, que le travail des forces moléculaires est NRT $\log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}$. D'autre part, quand la quantité d'électricité dm passe d'un point où le potentiel est V_1 à un autre où il est V_2, le travail des forces électriques qui lui sont appliquées est $(V_1 - V_2)\, dm$. L'auteur ne fait ici aucune allusion au travail du frottement intérieur, ni à celui des forces pondéro-électriques, ni à la quantité de chaleur qui peut être mise en jeu par l'effet Peltier. Il se contente d'égaler à 0 la somme algébrique du travail osmotique et du travail électrique, exprimés comme ci-dessus. Le passage de la quantité d'électricité dm dans le sens L_1L_2 est lié au passage dans le même sens de $(1 - h)\frac{dm}{nF}$ groupes cationiques. Nous désignons par n la valence du groupe, par n' celle d'un seul cation (par exemple pour SO^4K^2, $n = 2$, $n' = 1$). Les $(1 - h)\frac{dm}{nF}$ groupes contiennent $(1 - h)\frac{dm}{n'F}$ cations. Ceux-ci, passant de la pression osmotique ϖ'_1 à la pression osmotique ϖ'_2, fournissent au travail osmotique le terme :

$$(1 - h)\frac{dm}{n'F}\,\mathrm{RT}\log\frac{\varpi'_1}{\varpi'_2}.$$

En même temps $h\frac{dm}{n''F}$ anions passent en sens contraire et fournissent au travail osmotique le terme :

$$h\frac{dm}{n''F}\,\mathrm{RT}\log\frac{\varpi''_2}{\varpi''_1}.$$

On a d'ailleurs évidemment, quand on suppose la dissociation complète :

$$\frac{\varpi'_1}{\varpi'_2} = \frac{\varpi''_1}{\varpi''_2} = \frac{\varpi_1}{\varpi_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

En ajoutant alors les deux termes ci-dessus, on trouve pour expression du travail osmotique :

$$\left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right)\frac{\mathrm{RT}}{\mathrm{F}}\,dm\,.\log\frac{\varpi_1}{\varpi_2}.$$

et l'on écrit :

$$\left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right)\frac{\mathrm{RT}}{\mathrm{F}}\,dm\log\frac{\varpi_1}{\varpi_2} + (V_1 - V_2)\,dm = o;$$

d'où l'on tire :

$$L_1 \mid L_2 = V_2 - V_1 = \left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right) \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}. \tag{15}$$

En particulier, pour un électrolyte formé de deux ions univalents on a $n' = n'' = 1$, et :

$$L_1 \mid L_2 = (1 - 2h) \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}. \tag{16}$$

Deuxième méthode. — Dans un mémoire antérieur sur la diffusion (¹), M. *Nernst* avait déduit la même formule de la théorie de M. *Kohlrausch* (²) sur l'électrolyse, — théorie qui présente, on le sait, quelques divergences avec les résultats de M. *Bouty* (³). Voici en substance, bien qu'en d'autres termes, le raisonnement de M. *Nernst* : Quand un ion se meut dans un liquide avec une vitesse u, il y éprouve une résistance $-au$, et, suivant M. *Kohlrausch*, dans toutes les solutions aqueuses très diluées, a ne dépend que de la nature de cet ion et de la température. Pour que la vitesse u reste constante, il faut que cette résistance fasse équilibre aux forces appliquées à l'ion. Celles-ci sont : 1° la *force électrique*, égale à l'intensité du champ multipliée par la charge $n'F$ ou $-n''F$ de l'ion ; 2° la *force osmotique* que M. *Nernst* calcule de la manière suivante. Concevons un vase cylindrique rempli d'une solution électrolytique et dans lequel la concentration moléculaire γ et le potentiel V, uniformes en tous les points d'une même section droite, soient des fonctions de l'abscisse x de cette section ; soit S l'aire de la section droite. Nous nous bornerons au cas où les deux ions sont univalents et la dissociation complète.

La couche d'épaisseur dx contient $S\gamma dx$ cations et tout autant d'anions. Les cations contenus dans cette tranche sont poussés, dans le sens positif de x, par la *pression osmotique partielle* $S\varpi$ exercée sur eux par les cations situés en dehors, et, en sens contraire, par la pression $S\left(\varpi + \frac{d\varpi}{dx}dx\right)$.

La résultante de ces deux pressions est............ $-S\frac{d\varpi}{dx}dx$.

La force électrique appliquée à ces $S\gamma dx$ cations est. $-S\gamma F\frac{dV}{dx}dx$.

Enfin la résistance est pour eux.................... $-auS\gamma dx$.

(¹) *Z. f. ph. Ch.*, t. II, p. 620 ; 1888.
(²) *Wied. Ann.*, t. VI, p. 160 ; 1879.
(³) *J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. III, p. 325 ; 1884, — et mieux, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6ᵉ sér., t. III, p. 434.

La condition d'équilibre entre les forces motrices et la résistance est donc :

$$- S \frac{d\varpi}{dx} dx - S\gamma F \frac{dV}{dx} dx - auS\gamma dx = 0;$$

ou :

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\varpi}{dx} + F \frac{dV}{dx} + au = 0.$$

Remplaçons γ par son expression en fonction de ϖ, et nous aurons :

$$\frac{RT}{\varpi} \frac{d\varpi}{dx} + F \frac{dV}{dx} + au = 0. \tag{17}$$

Pour les anions, la pression osmotique est la même ϖ ; mais la charge électrique est — F, et la résistance — bv. Cela nous donne :

$$\frac{RT}{\varpi} \cdot \frac{d\varpi}{dx} - F \frac{dV}{dx} + bv = 0. \tag{18}$$

Considérons maintenant deux cas particuliers : 1° Électrolyse d'une solution de concentration uniforme ; alors $\frac{d\varpi}{dx} = 0$, et, par suite des équations (17) et (18) :

$$au = - bv;$$

d'où :

$$\frac{a}{b} = \frac{u}{-v} = \frac{h}{1-h};$$

car, dans la théorie de M. *Kohlrausch*, le rapport des valeurs absolues u et $(-v)$ des vitesses des ions est égal à celui des coefficients de transport de *Hittorf*.

2° Concentration inégale sans passage d'un courant ; alors il y a diffusion, mais non électrolyse ; les ions ne se séparent pas ; leurs vitesses sont donc égales ; $u = v$, et en combinant cette égalité avec les équations (17) et (18), on trouve :

$$b \left(\frac{RT}{\varpi} \frac{d\varpi}{dx} + F \frac{dV}{dx} \right) = a \left(\frac{RT}{\varpi} \frac{d\varpi}{dx} - F \frac{dV}{dx} \right),$$

d'où :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{a-b}{a+b} \frac{RT}{F} \frac{1}{\varpi} \frac{d\varpi}{dx} = (2h - 1) \frac{RT}{F} \frac{1}{\varpi} \frac{d\varpi}{dx}.$$

Et l'intégration donne la *formule de Nernst :*

$$L_1 \mid L_2 = V_2 - V_1 = (1 - 2h) \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}.$$

Pression de dissolution (1). — Par une hypothèse aussi hardie qu'ingénieuse, M. *Nernst* attribue aux métaux, lorsqu'ils sont en contact avec une solution d'un de leurs sels, une *pression de dissolution* (*Lösungsdruck*), Π', dépendant de la nature du métal et de la température, mais non de la nature de l'anion, et il lui fait jouer un rôle analogue à celui de la pression osmotique. Prenons pour sens positif celui qui va du métal M au liquide L ; soit n' la valence du métal. Le passage de la quantité d'électricité dm dans le sens positif est corrélatif de la formation de $\frac{dm}{n'F}$ cations, qui passent ainsi de la pression Π' à la pression osmotique partielle ϖ', qu'ils ont dans la solution. Le travail osmotique correspondant est :

$$\frac{dm}{n'F} \cdot RT \log \frac{\Pi'}{\varpi'}.$$

Si V est le potentiel du métal, V' celui du liquide près du métal, le travail électrique est :

$$(V - V')\, dm.$$

Et, d'après le principe déjà invoqué dans la première méthode ci-dessus exposée, on écrit :

$$\frac{dm}{n'F} RT \log \frac{\Pi'}{\varpi'} + (V - V')\, dm = 0,$$

d'où :

$$M \mid L = V' - V = \frac{RT}{n'F} \cdot \log \frac{\Pi'}{\varpi'}. \tag{19}$$

On trouve de même, pour une électrode dépolarisante D, au contact d'une solution L contenant le même anion :

$$D \mid L = \frac{RT}{n''F} \log \frac{\Pi''}{\varpi''}, \tag{20}$$

n'' désigne la valence des anions; ϖ'', leur pression osmotique partielle dans le liquide ; Π'', leur *pression de dissolution*.

Application aux chaînes de concentration (2). — Pour celles de la première espèce, on a :

$$E = M \mid L_1 + L_1 \mid L_2 + L_2 \mid M.$$

Soient ϖ_1 et ϖ_2 les pressions osmotiques partielles des cations

(1) *Z. f. ph. Ch.*, t. IV, p. 147.
(2) *Ibid.*, p. 154.

dans L_1 et dans L_2. Les formules (15) et (19) de Nernst donnent :

$$
\begin{aligned}
M \mid L_1 &= \frac{RT}{n'F} \log \frac{\Pi}{\varpi_1}, \\
L_1 \mid L_2 &= \left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right) \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2}, \\
L_2 \mid M &= \frac{RT}{n'F} \log \frac{\varpi_2}{\Pi}.
\end{aligned}
$$

Donc :

$$E = \left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''} - \frac{1}{n'}\right) \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_1}{\varpi_2};$$

ou enfin :

$$E = \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n''}\right) h \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1} = \left(\frac{n}{n'} + \frac{n}{n''}\right) \frac{RT}{nF} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1},$$

formule identique à celle (13) que nous a fournie la théorie thermodynamique, car [1] $\frac{n}{n'} + \frac{n}{n''} = j$.

Cet accord, constaté par M. *Nernst*, et les vérifications expérimentales heureuses auxquelles il a soumis la formule des chaînes de concentration ne prouvent pas que ses *deux* formules (15) et (19) soient *séparément* justes.

Le même accord et la même conclusion se retrouvent pour les chaînes de concentration de deuxième espèce.

Chaînes de liquides de Nernst [2]. — Soient deux électrodes dépolarisantes identiques D, deux solutions électrolytiques différentes L et Λ, et deux solutions L′ et Λ′, respectivement de même espèce chimique que les précédentes, mais p fois plus diluées. M. *Nernst* forme la chaîne suivante :

$$D \mid L \mid L' \mid \Lambda' \mid \Lambda \mid L \mid D;$$

il en mesure expérimentalement la force électromotrice et la trouve conforme à la valeur fournie par sa théorie.

Dans la somme :

$$E = D \mid L + L \mid L' + L' \mid \Lambda' + \Lambda' \mid \Lambda + \Lambda \mid L + L \mid D,$$

les deux termes D | L et L | D se détruisent évidemment. Les termes L′ | Λ′ et Λ | L se détruisent aussi en vertu d'un corollaire ou cas particulier contenu dans une proposition générale démontrée par M. *Nernst* sous le nom de *Principe de superposition* [3]. Ce corol-

[1] Voir *sup.*, p. 208.
[2] *Ibid.*, p. 139.
[3] *Ibid.*, p. 133.

laire, dont nous donnerons plus loin une démonstration nouvelle, peut s'énoncer ainsi : *la différence de potentiel au contact de deux solutions électrolytiques n'est pas modifiée quand on les dilue dans un même rapport.*

En conséquence, l'expression de la force électromotrice d'une chaîne de Nernst se réduit à :

$$E = L \mid L' + \Lambda' \mid \Lambda,$$

et comme le rapport des pressions osmotiques $\frac{\varpi}{\varpi'} = p$ est le même pour les deux termes, la première formule de *Nernst* donne :

$$(21) \qquad E = \left[\left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right)_L - \left(\frac{1-h}{n'} - \frac{h}{n''}\right)_\Lambda\right] \frac{RT}{F} \log p.$$

Pour des ions univalents, *seul cas traité par le savant allemand*, le premier facteur se réduit à :

$$(1 - 2h_L) - (1 - 2h_\Lambda) = 2(h_\Lambda - h_L),$$

et alors :

$$(22) \qquad E = 2(h_\Lambda - h_L) \frac{RT}{F} \log p.$$

Cette dernière formule a subi victorieusement le contrôle de l'expérience. Mais cela ne prouve pas que *chacun* des *deux* termes dont E est la somme algébrique ait précisément la valeur que lui assigne la formule de Nernst. Nous verrons bientôt d'ailleurs qu'on peut arriver à l'égalité (7) par une tout autre voie.

IV

TRAVAUX FRANÇAIS. — *Loi de Pellat. — La différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels est nulle.* — Cette loi a été expérimentalement établie par M. *Pellat* [1] pour des amalgames liquides de cuivre et de zinc assez concentrés pour ne pas modifier la force électromotrice d'une pile, lorsqu'on les y substitue à du zinc ou à du cuivre pur. Nous admettrons en postulat sa généralité.

Conséquences. — 1° *La force électromotrice d'une chaîne de concentration de première espèce est égale à la différence de potentiel*

---

[1] *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XIX ; 1890.

entre les deux solutions. Donc, d'après la théorie thermodynamique ainsi complétée :

$$L_1 \mid L_2 = \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n'}\right) h \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1}, \tag{13 bis}$$

au lieu que la formule de *Nernst* est :

$$L_1 \mid L_2 = \left(\frac{h}{n'} - \frac{1-h}{n'}\right) \frac{RT}{F} \cdot \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1}. \tag{15 bis}$$

L'excès de la première valeur sur la seconde est :

$$\varepsilon = \frac{1}{n'} \frac{RT}{F} \log \frac{\varpi_2}{\varpi_1}.$$

Pour :

$$n' = 1, \qquad T = 273 + 18 \qquad \text{et} \qquad \frac{\varpi_2}{\varpi_1} = 10,$$

on trouve $\varepsilon = 0^v,06$, différence largement appréciable par l'expérience. Par exemple pour deux solutions d'acide sulfurique, l'une L_1 dix fois plus diluée que l'autre L_2, notre formule (8) donne :

$$L_1 \mid L_2 = + 0^v,018,$$

et celle de Nernst :

$$L_1 \mid L_2 = - 0^v,042.$$

Il serait donc très intéressant de mesurer avec précision la différence de potentiel au contact de deux solutions inégalement concentrées d'un même électrolyte. La méthode à suivre a été indiquée et employée pour d'autres couples de liquides par MM. *Bichat et Blondlot* [1].

2° *La différence de potentiel au contact de deux solutions salines ayant le même anion n'est pas modifiée quand on les dilue dans un même rapport* (la dissociation est supposée complète).

En effet, dans une pile du type de Daniell, on a, d'après la théorie thermodynamique :

$$E = M_1 \mid L_1 + L_1 \mid L_2 + L_2 \mid M_2 + M_2 \mid M_1 = E_1 + \frac{jRT}{nF} \log \frac{\gamma_2}{\gamma_1},$$

$M_2 \mid M_1$ est une constante, et, d'après la loi de Pellat,

$$M_1 \mid L_1 = L_2 \mid M_2 = o.$$

Donc $L_1 \mid L_2$ ne change pas tant que le rapport $\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ ne change pas.

---

(1) *Comptes Rendus*, t. C, p. 1791 ; 1885.

Application aux chaînes de liquides. — Nous avons vu, en utilisant cette deuxième conséquence, que la force électromotrice de ces chaînes se réduit à la somme de deux termes :

$$E = L \mid L' + \Lambda' \mid \Lambda.$$

Notre formule (13 *bis*) donne alors :

$$E = \left[\left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n''}\right)_\Lambda h_\Lambda - \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n''}\right)_L h_L\right] \frac{RT}{F} \log p. \tag{23}$$

Pour des ions univalents, nous trouvons ainsi le même résultat (22) que M. *Nernst* :

$$E = 2(h_\Lambda - h_L) \frac{RT}{F} \log p.$$

Mais l'accord n'existe plus lorsque les deux cations ont des valeurs différentes. Par exemple, pour une chaîne formée de chlorure de calcium L et chlorure de potassium Λ, on a :

$$n'_L = 2, \quad n'_\Lambda = 1, \quad n''_L = n''_\Lambda = 1.$$

Notre formule (23) donne alors :

$$E = \left(2h_\Lambda - \frac{3}{2} h_L\right) \frac{RT}{F} \log p,$$

et celle que nous avons déduite de la théorie de M. *Nernst* :

$$E = \left(2h_\Lambda - \frac{3}{2} h_L - \frac{1}{2}\right) \frac{RT}{F} \log p.$$

La différence entre ces deux valeurs, à la température de 18° et pour $p = 10$, est $0^v,03$.

Différence de potentiel au contact de deux solutions de sels différents. — Les deux ordres de considérations sur lesquels M. *Nernst* appuie sa formule conduisent, dans le cas de deux sels différents et de deux concentrations égales, à une autre formule d'après laquelle la différence de potentiel, motivée seulement par l'inégalité entre les vitesses de transport des deux cations ou entre celles des deux anions, est toujours très petite : quelques centièmes ou millièmes de volt. A l'appui de cette conclusion, M. *Nernst*[1] apporte les résultats de la mesure qu'il a faite de la force électromotrice totale de chaînes du type :

$$D \mid KCl \mid NaCl \mid D;$$

---

[1] *Z. f. ph. Ch.*, t. IV, p. 165.

les concentrations des solutions sont égales, D sont des électrodes de mercure saupoudré de calomel. D'après le physicien allemand, les différences D | KCl et D | NaCl sont égales entre elles, puisque Π'' et ϖ'' y ont les mêmes valeurs ; la différence KCl | NaCl est donc égale à la force électromotrice de la chaîne. *En admettant cette interprétation*, M. *Nernst* donne, entre autres résultats :

$$\text{KCl} \mid \text{NaCl} = 0^{v},0040$$
$$\text{HCl} \mid \text{NaCl} = 0^{v},0265$$

Or MM. *Bichat et Blondlot* (1) ont trouvé par la méthode du maximum de tension superficielle :

$$SO^4H^2 \mid SO^4Na^2 = 0^{v},20 ;$$

et M. *Pellat* (2), par la même méthode :

$$SO^4Zn \mid SO^4Cu = 0^{v},347.$$

Il est vrai que les expériences françaises n'ont pas porté sur les mêmes sels que les expériences allemandes ; mais la grande divergence dans l'ordre de grandeur des résultats inspire des doutes sur l'égalité des différences telles que D | KCl et D | NaCl. Ces doutes sont faciles à lever par la mesure séparée de celles-ci. Il suffit de chercher la différence de potentiel qui donne la tension superficielle maxima dans un électromètre capillaire dans lequel le liquide serait une solution de KCl ou de NaCl, avec le grand mercure saupoudré de calomel. Cette mesure a été faite par M. *Neumann* (3) pour une dissolution de KCl, contenant 1 molécule-gramme par litre : elle a donné :

$$\text{Sol. norm. de KCl} \mid \text{calomel-mercure} = 0^{v},56.$$

Mais je ne connais pas le résultat pour NaCl.

Différence de potentiel au contact d'un métal et de la solution d'un de ses sels. — M. *Neumann* mesure la force électromotrice d'une pile constituée par un métal M, une dissolution normale d'un sel de ce métal L, une dissolution normale de chlorure de potassium L', et une électrode de mercure saupoudré de calomel. Evidemment :

$$E = M \mid L + L \mid L' + L' \mid Hg + Hg \mid M.$$

(1) *Loc. cit.*
(2) *Bull. de la Soc. de Phys.*, 1890 ; p. 188.
(3) *Z. f. ph. Ch.*, t. XIV.

Mais, sur la foi de la théorie de M. *Nernst*, d'une part, et, d'autre part, estimant très faible la différence de potentiel au contact de deux métaux, probablement grâce à une conclusion fautive tirée de l'effet Peltier, les auteurs allemands négligent les termes L | L′ et Hg | M. Ils tirent alors de l'égalité ci-dessus :

$$\text{M} \mid \text{L} = \text{E} - \text{L}' \mid \text{Hg} = \text{E} - 0^{\text{v}},56$$

et obtiennent ainsi, par exemple,

$$\text{Zn} \mid \text{SO}^4\text{Zn} = 0^{\text{v}},524, \qquad \text{Cu} \mid \text{SO}^4\text{Cu} = -0^{\text{v}},515$$

au lieu de 0, valeur que la méthode de l'écoulement par gouttes a donnée à M. *Pellat*.

Comme vérification apparente de la théorie allemande, la somme :

$$\text{Zn} \mid \text{SO}^4\text{Zn} + \text{SO}^4\text{Cu} \mid \text{Cu} = 1^{\text{v}},039\,;$$

ce qui est à peu près la force électromotrice d'un élément Daniell.

Mais cette manière de calculer la force électromotrice d'une pile n'est que l'application de la *loi des demi-éléments* de M. *Raoult* [1]; et cette loi, nécessairement approchée au même degré que l'extension de la *loi de Volta* aux électrolytes, ne nous apprend rien sur la différence de potentiel au contact d'un liquide et d'un métal.

V

Conclusion. — La théorie de M. *Nernst* ne conduit à des résultats conformes à ceux de l'expérience que dans les cas où ses conclusions se confondent avec celles de la théorie thermodynamique, particularisées au besoin par la loi expérimentale de M. *Pellat*.

---

[1] *Ann. de Chim. et de Phys.* 4e série, t. II ; p. 345.

SUR UNE MÉTHODE POUR LA MISE AU POINT D'UNE LUNETTE PHOTOGRAPHIQUE;

Par M. Georges MESLIN.

M. Lippmann a indiqué récemment([1]), pour la mise au point d'un collimateur, une méthode très simple, qui consiste à insérer un bilame qui dédouble l'image tant qu'on ne se trouve pas dans les conditions requises. Je me suis proposé de chercher si l'on ne pourrait pas employer un caractère analogue pour la mise au point d'une lunette ou d'une plaque photographique, et substituer ainsi à l'appréciation d'une netteté plus ou moins grande, observée d'ailleurs à des instants différents, un phénomène de duplication d'image qui cesserait lorsque le verre dépoli serait exactement dans le plan voulu. On peut y parvenir de la façon suivante :

Il suffit de viser, dans le plan dont on veut l'image, soit une fente fine vivement éclairée, soit le filament d'une lampe à incandescence, soit même une ligne brillante, puis d'interposer sur l'objectif de la lunette un écran formé par une lame opaque dont les côtés sont approximativement parallèles à la ligne visée; dans ces conditions, si le verre dépoli n'est pas au point conjugué, l'image de la fente se trouvera dédoublée en deux autres, séparées par une bande noire, facile à expliquer et dont la largeur dépendra de l'écran interposé, de l'objectif et de l'écart par rapport à la mise au point correcte.

J'ai essayé cette méthode avec une lunette photographique et un collimateur, et j'ai constaté que l'incertitude sur le tirage était moindre, lorsqu'on utilisait ce caractère du dédoublement, que lorsqu'on se bornait à considérer la netteté ou l'élargissement des images.

Cette méthode s'applique aussi bien lorsque l'objet est à distance finie que lorsqu'il est à l'infini; mais, dans ce dernier cas, par exemple, pour la photographie sidérale, on peut utiliser, au lieu d'un écran opaque, un bilame qu'on mettra en avant de l'objectif, la pointe tournée vers celui-ci; il rejettera les faisceaux de part et d'autre et supprimera l'action de la partie centrale de la lentille. Au contraire, si l'objet était à distance finie, on obtiendrait toujours une duplication par l'emploi d'un bilame, et il est alors nécessaire de

([1]) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII; p. 594; 1899.

recourir à une bande opaque qu'on élargit au fur et à mesure qu'on approche de la position cherchée, en conservant cependant assez de largeur aux faisceaux pour éviter de rendre prédominants les phénomènes de diffraction.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

T. LXIII, LXIV et LXV.

T. PRESTON. — On the modifications of the Spectra of Iron and other Substances radiating in a strong magnetic Field (Modifications du spectre de fer et d'autres substances rayonnant dans un champ magnétique intense). — P. 26.

G.-F. FITZGERALD. — Note on the Connection beetwen the Faraday Rotation of Plane of Polarisation and the Zeeman change of Frequency of Light Vibrations in a Magnetic Field (Note sur la relation qui existe entre la rotation du plan de polarisation découverte par Faraday et le changement de fréquence des vibrations lumineuses dans un champ magnétique découvert par Zeeman). — P. 31.

Les observations photographiques faites sur le spectre du fer montrent que les différentes raies se comportent très inégalement et qu'on ne peut énoncer aucune loi précise. A côté de triplets bien nets se trouvent également des doublets et des raies qui ne subissent aucune modification.

M. Fitz-Gerald détermine la relation qui existe entre le phénomène de Zeeman et la rotation magnétique d'après la théorie de la dispersion de Larmor [1], et, en la comparant aux mesures de Preston mentionnées dans l'article précédent; il en déduit, pour la rotation, un nombre qui s'accorde très bien avec les observations.

A. GRAY et J.-J. DOBBIE. — On the Connection between the Electrical Properties and the Chemical Composition of different Kinds of glass (Relation entre les propriétés électriques et la composition chimique de différentes sortes de verre). — P. 38.

Les auteurs ont étudié la composition chimique et les propriétés électriques (conductibilité, constante diélectrique) de différentes sortes de verres. Quelques-uns de leurs résultats sont donnés dans le

---

[1] *Philos. Trans.*, A, 1897.

tableau suivant :

Nº 1.	Description du verre.	Résistance spécifique en ohms.	Constante diélectrique.
21	Verre de plomb-potassium......	$> 18.000 . 10^{10}$ à 130° C.	7,966 à 15° 7,630 à 120°
22	Verre de plomb-potassium......	$> 35.000 . 10^{10}$ à 135° C.	7,991 à 14°
23	Verre de baryum.............	$> 59.000 . 10^{10}$ à 140° C.	8,5
24	Verre d'Iéna (zinc-sodium)	$596,5 . 10^{10}$ à 43° C. $0,200 . 10^{10}$ à 140° C.	7,54 à 15° C.

Les verres de potassium et de sodium possèdent une conductibilité plus grande que le flint-glass. La conductibilité diminue quand la quantité de plomb augmente. Les verres de baryum possèdent une très grande résistance et se rapprochent plus des verres de plomb que les verres de calcium, qui, en général, conduisent bien. La quantité de bore influe notablement sur les propriétés des verres de baryum.

W.-J. RUSSEL. — Further Experiments on the Action exerted by certain Metalls and other Bodies on a photographic Plate (Expériences complémentaires sur l'action exercée par certains métaux et d'autres substances sur la plaque photographique). — P. 102.

Un grand nombre de métaux, comme le zinc, l'aluminium, le nickel et certaines substances, comme l'essence de térébenthine, l'encre d'imprimerie, etc., ont la propriété d'impressionner les plaques photographiques (1) ; le verre et le mica empêchent cette action qui se produit à travers la gélatine, le celluloïd, le collodion, la gutta-percha et le papier.

L'eau, l'alcool, la benzine, le chloroforme, le sulfure de carbone, sont inactifs; mais, quand ils renferment une trace de substance active, ils peuvent agir sur la plaque sensible.

Le magnésium et le cadmium sont actifs, comme le zinc. Il en est de même du nickel, de l'aluminium, du plomb, du bismuth, du cobalt, de l'étain et de l'antimoine.

Le mercure (contrairement à ce que l'auteur avait annoncé après ses premières recherches) n'agit guère.

(1) *Proceed. of the Roy. Society*, t. LXI, p. 424; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 60; 1899.

Dans tous ces corps, il est vraisemblable, comme l'auteur le démontre par une série d'expériences, que c'est la vapeur qui est l'agent actif.

J.-CH. BOSE. — On the rotation of Plane of Polarisation of Electric Waves by a twisted structure (Rotation du plan de polarisation des ondes électriques par une structure torse). — P. 146.

On the production of a « Dark-Cross » in the Field of Electro-magnetic Radiation (Sur la formation d'une « croix noire », dans le champ de radiation électromagnétique). — P. 152.

L'auteur a imaginé un procédé permettant de constater facilement la réfraction, la double réfraction et la rotation du plan de polarisation des ondes électriques. Il avait signalé, dans une communication antérieure [1], que les livres polarisent les rayons.

On peut faire ces livres beaucoup plus minces en prenant des couches alternatives de feuilles d'étain et de papier. En les pressant fortement l'une contre l'autre, on peut en découper des morceaux de grandeur convenable (par exemple de 6 centimètres carrés de surface et de $4^{cm},5$ d'épaisseur) et s'en servir comme polariseurs et analyseurs.

La jute enroulée est biréfringente, comme on peut s'en convaincre en plaçant des morceaux de cette substance entre le polariseur et l'analyseur.

L'auteur a tordu des fibres de jute, les unes en leur donnant un enroulement à droite, les autres un enroulement à gauche. En interposant, par exemple, un paquet d'éléments « droits » ou « positifs », entre le polariseur et l'analyseur croisés, il obtenait un éclairement du champ primitivement obscur. De même pour un certain nombre d'éléments négatifs ou « gauches ». Un mélange, en parties égales, d'éléments positifs et négatifs était sans action.

C'est l'imitation des propriétés de la dextrose et de la lévulose vis-à-vis de la lumière polarisée, ainsi que du sucre inactif.

Un disque de papier télégraphique Morse de 2 centimètres d'épaisseur et de 14 centimètres de diamètre possède la structure d'un cristal optique uniaxe. En le plaçant perpendiculairement à la direction des rayons, entre le polariseur et l'analyseur de l'appareil de Bose, on peut, en le déplaçant convenablement, constater facilement l'existence de la croix obscure.

---

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LX, p. 433; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 630; 1897.

Des disques de bois bien desséchés donnent le même résultat ; il en est de même d'une concrétion annulaire de silex avec noyau central et des stalactites.

Un cylindre d'ébonite fondu et refroidi rapidement présente, vis-à-vis des radiations électro-magnétiques, le même phénomène que le verre trempé vis-à-vis des rayons lumineux.

C.-A. RAISIN. — On certain Structures formed on the drying of a Fluid with Particles in suspension (Sur certaines structures formées en desséchant un fluide tenant des particules en suspension). — P. 217.

L'indigo, la sépia, la chaux, etc., finement pulvérisés et mélangés à l'eau, sont placés sur une lame de verre. On réduit l'eau en vapeur et l'on observe que, dans beaucoup de cas, le résidu prend une forme caractéristique de la substance ajoutée à l'eau.

La communication est accompagnée de figures représentant les résidus secs de mélanges de chaux, de gypse et de cinabre avec l'eau.

J. DEWAR. — Preliminary Note on the Liquefaction of Hydrogen and Helium (Note préliminaire sur la liquéfaction de l'hydrogène et de l'hélium). — P. 256.

L'auteur est arrivé, au moyen d'un appareil construit spécialement à cet effet, à obtenir 20 centimètres cubes d'hydrogène liquide. Cet hydrogène est transparent et incolore ; il ne présente pas de spectre d'absorption, et le ménisque est aussi bien défini que dans le cas de l'air liquide. Il a un indice de réfraction relativement élevé, et la densité semble surpasser la densité théorique de 0,18 à 0,12. La température absolue d'ébullition de l'hydrogène liquide sous la pression atmosphérique est située entre 20 et 30°, le point d'ébullition de l'hélium doit être voisin de celui de l'hydrogène, contrairement à ce qu'avait énoncé Olszewski.

S.-R. ROGET. — Effects of prolonged Heating on the Magnetic Properties of Iron (Effets d'un échauffement prolongé sur les propriétés magnétiques du fer). — P. 258 et t. LVIII, p. 150.

L'auteur examine différents échantillons provenant de transformateurs en fer doux de Suède au moyen de l'hystérésimètre rotatif d'Ewing, après les avoir maintenus pendant un certain temps à différentes températures dans un four chauffé électriquement.

Au-dessous de 40° C., on n'observe aucune variation de l'hystérésis. Entre 40° et 130°, l'hystérésis augmente simplement avec le temps pendant lequel l'échantillon a été préalablement chauffé. Au-dessus de 135°, on obtient un maximum de l'hystérésis en un temps relativement court; après quoi une prolongation de l'échauffement produit une diminution marquée de l'hystérésis.

La plus grande valeur de l'augmentation de l'hystérésis a lieu vers 180°. Avec des températures plus élevées, l'hystérésis, quoique augmentant plus rapidement au début, n'atteint pas une valeur maximum aussi grande et commence à diminuer plus tôt et plus rapidement, tendant apparemment vers un état stationnaire d'autant plus bas que la température est plus élevée. En portant dans des expériences ultérieures la température à 700°, on a des résultats analogues. Les pertes par hystérésis diminuent entre 300° et 700°. Tous les effets produits par échauffement peuvent toujours être complétement annulés par le recuit.

V.-J. SOLLAS. — On the Intimate Structure of Crystals. Part I, II, III. Crystals of the Cubic System with Cubic Cleavage (Sur la structure intime des cristaux. Ire, IIe et IIIe parties. Cristaux du système cubique à clivage cubique). — P. 270.

Partant de l'hypothèse que les atomes ou leurs sphères d'action doivent être regardés comme des sphères qui entrent dans les combinaisons analogues avec des volumes constants et se touchent toujours mutuellement sans présenter nécessairement des couches de plus grande densité, l'auteur établit la structure à attribuer aux sels haloïdes diatomiques cristallisant dans le système cubique. Ces sels ont un clivage cubique, tandis que les cristaux cubiques de sels triatomiques (Cu^2O,$CaFl^2$) ont un clivage octaédrique.

Pour se représenter la particule cristalline de NaCl, l'auteur place une molécule NaCl où les deux atomes sont côte à côte au-dessus d'une autre ClNa, de telle sorte que les plans tangents aux deux couples d'atomes forment un prisme carré; en plaçant en avant un autre carré de deux molécules, on a un ensemble de huit atomes sphériques groupés dans un cube dont les six faces sont tangentes, chacune, à quatre sphères. Mais les deux genres d'atomes sphériques n'ont pas le même diamètre, en sorte que le cube élémentaire ainsi construit a un volume supérieur à la somme des cubes circonscrits aux atomes isolés de Na et de Cl. Il faut tenir compte de ce fait,

lorsqu'on applique la loi de Kopp sur les volumes atomiques aux sels haloïdes alcalins; il en résulte, en effet, que les volumes des atomes sphériques intérieurs sont plus constants que dans toute position autre que celle qui est indiquée par l'auteur. Cette position des atomes est cependant impossible, quand la différence des grandeurs des deux espèces d'atomes dépasse une certaine limite, quand, par exemple, le diamètre du plus petit atome est une fraction du plus grand atome inférieure à 0,729. Dans ce cas, les plans tangents communs extérieurs ne constituent plus un cube, mais une forme rhomboédrique hémimorphe.

Tandis que, dans les sels réguliers, tels que NaCl, KCl, LiCl, NaBr, KBR, NaI, KI, AgCl et AgBr, le rapport des dimensions des atomes est toujours supérieur à la valeur critique mentionnée plus haut, cette valeur critique est atteinte par AgI qui, en effet, à une certaine température, cristallise dans le système hexagonal hémimorphe. L'auteur voit, dans ce fait, une vérification importante de la structure qu'il attribue aux sels haloïdes.

Pour expliquer le passage de AgI dans la modification régulière à la température de 140°, l'auteur suppose que l'atome d'iode se dilate plus que l'atome d'argent. La contraction thermique anomale de AgI hexagonal dans la direction de l'axe principal résulte également de cette hypothèse.

Dans la structure moléculaire attribuée aux haloïdes alcalins réguliers, le cube élémentaire possède une symétrie tétraédrique. Pour expliquer la symétrie holoédrique d'une partie des sels examinés, l'auteur suppose que les cubes élémentaires voisins sont placés l'un près de l'autre, non pas dans une position parallèle, mais dans une position symétrique, comme un objet et son image dans un miroir, ce qui explique l'absence de certains plans de symétrie.

Quant aux considérations de l'auteur sur la connexité de la structure indiquée précédemment, des propriétés élastiques et de la cohésion, nous mentionnerons uniquement que, seuls, les plans qui ne coupent aucun atome sphérique sont des plans de clivage.

La troisième partie contient le calcul des volumes atomiques des combinaisons diatomiques cristallisant régulièrement : PbS, PbSe, SnO, CaO, MgO, et des métaux réguliers, Cu, Au, Fe, Mn, Pt, Pd, auxquels est attribuée également la structure mentionnée plus haut.

Comme conclusion, l'auteur calcule une limite supérieure de la grandeur des atomes d'hydrogène, d'après le phénomène de

l'absorption de l'hydrogène par le palladium, et compare la valeur obtenue avec les résultats des autres physiciens qui se sont occupés de la question. Il donne pour le volume de l'atome d'hydrogène : 4,134. (C'est là une valeur relative, l'unité de volume choisie étant telle que la *masse* de l'atome d'oxygène soit 16, et la masse 1 étant toujours la masse de l'unité de volume d'eau.)

J.-A. FLEMING et J. DEWAR. — On the magnetic susceptibility of liquid oxygen (Sur la susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide). — P. 311.

La méthode est essentiellement celle de Curie.

La moyenne de trente-six déterminations donne, pour valeur de la susceptibilité magnétique de l'oxygène liquide, la valeur de 324.10^{-6} pour une intensité du champ variant entre 500 et 2.500 unités C. G. S.

La perméabilité $\mu = 1 + 4\pi K$ est alors égale à 1,0041. Dans des expériences antérieures, effectuées par une méthode complètement différente, ils avaient trouvé 1,00287.

Les auteurs donnent, en terminant, des résultats d'expériences sur la susceptibilité des différents corps aux températures très basses, expériences qui établissent, en particulier, la loi déjà prouvée par P. Curie et G. Wiedemann, à savoir que la susceptibilité des corps paramagnétiques varie en raison inverse de la température absolue et en raison directe de la densité.

E. WILSON. — Aluminium as an electrode in cells for direct and alternate currents (L'aluminium employé comme électrodes dans les pôles pour les courants continus et alternatifs). — P. 329.

Pour les courants continus, l'auteur emploie deux pôles en série à électrodes d'aluminium et de charbon. Le liquide est une solution saturée d'alun ordinaire. L'aluminium est relié au pôle négatif d'une batterie de 44 volts et l'intensité du courant réglée à 3,6 ampères. Il y a un abondant dégagement de gaz, et la tension entre l'aluminium et le charbon est de 4,4 volts. En intervertissant le courant de manière que les lames d'aluminium servent d'anodes, l'intensité du courant devient rapidement presque nulle, et la tension de chaque pôle atteint 22 volts.

L'augmentation de résistance provient de la formation d'une pellicule de sulfate basique d'aluminium non conductrice. Cette pelli-

cule se forme également quand la lame d'aluminium employée avec la solution d'alun est exposée à l'action de l'oxygène de l'air; mais, pour avoir un bon isolement, il est nécessaire de soumettre la lame d'aluminium à l'action du courant.

La formation d'une couche isolante sur les électrodes d'aluminium exige un certain temps; elle ne peut se développer complètement avec des courants alternatifs de 16 à 98 périodes par seconde. La formation est facilitée quand on augmente la densité du courant.

Les lames d'aluminium, recouvertes de pellicules, peuvent être employées comme lames de condensateurs, si l'on a tenu un compte suffisant de la densité de courant et de la température. Dans quelques cas, elles peuvent remplacer des résistances métalliques.

J.-W. CAPSTICK. — On the Cathode Fall of potential in gases (Sur la chute cathodique de potentiel dans les gaz). — P. 356.

Le tube employé était formé d'une sphère de verre de 15 centimètres de diamètre portant, en deux points diamétralement opposés, une cathode et une anode de platine de 2 millimètres d'épaisseur. A l'extrémité d'un diamètre perpendiculaire au précédent était fixé un fil fin de platine recouvert de verre jusqu'à 1 millimètre de l'extrémité, qui débouchait dans l'intérieur du tube près de la cathode. Une tubulure permettait l'introduction du gaz; une autre était mise en communication avec la pompe à mercure. Les potentiels du fil de platine étaient mesurés soit avec un électromètre multicellulaire de lord Kelvin, soit avec un électromètre bipolaire. Le courant était fourni par 600 accumulateurs. On obtint les valeurs suivantes pour la chute de potentiel à la cathode :

H^2	Az^2	O^2	H^2O	AzH^3	Az^2O^2
298	232	369	469	582	372

(Le nombre obtenu pour Az^2O^2 est incertain, à cause d'une légère décomposition du gaz.)

En donnant aux atomes d'hydrogène, d'azote et d'oxygène les valeurs 149, 116 et 148, on obtient, par addition, à peu près les valeurs précédentes. La chute cathodique de potentiel serait dès lors une propriété additive des atomes. Comme cette chute est indépendante de la pression et de l'intensité du courant, il résulte qu'aucune différence de potentiel inférieure à la chute cathodique ne peut pro-

duire une décharge à travers les gaz. Cette remarque est conforme aux expériences de M. Peace [1], qui trouva que la différence de potentiel minimum qui donne une décharge dans l'air est un peu supérieure à 300 volts.

En supposant que la conduction soit électrolytique, il semble vraisemblable, par analogie avec l'électrolyse des liquides, que la chute cathodique puisse mesurer l'énergie nécessaire pour dissocier le gaz en ions conducteurs de l'électricité, et les expériences actuelles furent précisément entreprises dans l'espoir de trouver une confirmation de cette hypothèse. Elles n'ont malheureusement pas donné le degré d'évidence qu'on en attendait. Les résultats ne peuvent être conciliés avec l'hypothèse précédente qu'en admettant que la conduction dans les gaz a une marche très différente de la conduction électrolytique des liquides. La nature additive de la chute cathodique peut, par exemple, être prise comme une indication que les véhicules du courant sont fournis par la désagrégation des atomes en particules plus petites.

R.-W. FORSYTH et R.-J. SOWTER. — A photographic Evidence of the objective Reality of Combination Tones (Sur la preuve photographique de la réalité objective des tons de combinaison). — P. 396.

Les auteurs ont employé une méthode indiquée par Rücker, dans laquelle les franges d'interférence de Michelson sont amenées à disparaître sous l'influence des tons de combinaison. Un diapason muni d'un miroir servait de résonateur, et les sons étaient produits par une sirène double d'Helmholtz. On photographiait les franges avec une lumière bleue au début sur une pellicule sensible s'enroulant sur un tambour, puis ensuite sur une plaque glissante.

Les franges disparaissent aussi bien pour des tons de différence 64, obtenus par des notes ayant respectivement 256 et 320 vibrations (rangées de trous 12 et 15) que pour des tons d'addition 64 de deux sons plus graves (rangées de trous 9 et 12 et vitesse de rotation lente).

---

(1) *Proceed. of the Royal Society*, t. LII, p. 99.

J.-E. PETAVEL. — On the Heat dissipated by a Platinum surface at high Temperatures (Sur la chaleur émise par une surface de platine aux températures élevées). — P. 403.

Le fil de platine chauffé, d'environ 1 millimètre de diamètre, est placé dans un tube de verre qui peut être rempli d'air, d'acide carbonique, d'hydrogène, d'oxygène et de vapeur d'eau. La température fut poussée jusqu'à 1.779° C., point de fusion du platine.

L'auteur détermine la variation de l'éclat intrinsèque du platine avec la température ; elle peut s'exprimer par la formule :

$$t - 400 = 889{,}6 \sqrt[6{,}9]{b},$$

t étant la température en degrés centigrades, et b l'éclat intrinsèque en bougies par centimètre carré. La constante 400 représente la température à laquelle toute radiation visible disparaît.

W. RAMSAY et M.-W. TRAVERS. — On a new Constituant of atmosphere Air (Sur un nouveau constituant de l'air atmosphérique). — P. 405. — On the Companions of Argon (Sur les compagnons de l'argon). — P. 437.

Les auteurs ont fait évaporer lentement 750 centimètres cubes d'air liquide, et, après avoir enlevé l'oxygène et l'azote des 10 centimètres cubes restant, ils ont isolé un nouveau gaz, caractérisé par deux raies jaunes, dont l'une est située dans le spectre presque à la même place que celle de l'hélium. Sa densité est environ 22,5. Il est monoatomique. MM. Ramsay et Travers proposent de donner à ce nouveau gaz le nom de krypton et le symbole Kr.

En liquéfiant de l'argon dans l'air liquide, il se sépare pareillement un corps solide blanc. Après avoir vaporisé l'argon liquide, le corps solide fut volatilisé et recueilli en deux portions chacune d'environ 70 à 80 centimètres cubes. La première était caractérisée par un certain nombre de raies brillantes rouges, dont l'une était particulièrement vive, et une raie jaune brillante. Il y avait, en outre, de nombreuses raies vertes et bleues, mais relativement peu visibles. La longueur d'onde de la raie jaune mesurée dans un spectre de réseau du deuxième ordre était 5849,6. Elle n'est donc pas identique avec celle du sodium, de l'hélium ou du krypton, dont l'intensité est

la même. Voici, d'ailleurs, les longueurs d'onde de ces raies :

Na (D_1)............	5895,0
Na (D_2)............	5889,0
He (D_3)............	5875,9
Kr (D_4)............	5866,5
Ne (D_5)............	5849,6

La densité de ce gaz, que les auteurs appellent néon, est 14,67. Il peut vraisemblablement être encore purifié par fractionnement, de manière que sa densité soit 10 ou 11 ; il serait alors à sa place dans le système de classification périodique. La nouveauté de son spectre et la manière dont il se comporte dans le tube à vide prouve suffisamment que ce gaz est nouveau. Contrairement à l'hélium, à l'argon et au krypton, il est rapidement absorbé par une électrode d'aluminium portée au rouge, et l'aspect du tube varie, quand la pression diminue, depuis le rouge carmin jusqu'à l'orangé très brillant, ce qui ne s'est jamais vu pour aucun autre gaz.

La deuxième portion de gaz recueilli présente un spectre très compliqué.

La densité de ce gaz était 19,87 ; elle ne diffère pas sensiblement de celle de l'argon. Il est monoatomique.

Ce gaz, différent de l'argon d'une façon très marquée, par son spectre et ses propriétés aux basses températures, doit être regardé comme une substance élémentaire distincte. On lui donne le nom de métargon. Il paraît occuper, vis-à-vis de l'argon, la place qu'occupe le nickel vis-à-vis du cobalt, ayant approximativement le même poids atomique, mais des propriétés différentes.

Si le krypton ne se rencontre pas dans cette deuxième portion, cela provient sans doute de ce qu'il est liquide à la température de l'air bouillant, et qu'il se volatilise, par conséquent, plus facilement à cette température.

W. CROOKES. — On the position of Helium, Argon and Krypton in the Scheme of Elements (Sur la position de l'hélium, de l'argon et du krypton dans le schéma des Éléments). — P. 408.

Voir, à ce sujet, *Delaunay* (*J. de Phys.*, ce vol., p. 53).

A.-C. SWINTON. — On the Source of Röntgen Rays in Focus Tubes (Sur la source des rayons Röntgen dans les tubes focus). — P. 132.

Au moyen d'une chambre noire spéciale ayant comme objectif un trou d'aiguille et, comme écran, une plaque photographique ou un écran fluorescent, l'auteur a étudié la surface active de l'anticathode d'un tube focus, dont la cathode et l'anticathode pouvaient se déplacer de manière à faire varier leur distance et dans lequel on pouvait aussi faire varier le degré du vide.

Il semble résulter de ces expériences que les rayons X émanant de certaines portions du verre fluorescent ne sont pas produits par le choc d'un flux cathodique ordinaire, mais par un choc de flux chargés positivement et provenant de l'anticathode.

J.-H. POYNTING et P.-L. GRAY. — An Experiment in Search of a Directive Action of one Quartz cristal on another (Expérience pour rechercher l'action directrice d'un cristal de quartz sur un autre). — T. LXIV, p. 121.

Une sphère de quartz de 1.004 grammes est suspendue par un long fil de quartz et oscille devant une seconde sphère de quartz de 399^{gr},9, de manière que les centres des sphères soient dans un même plan horizontal et à une distance de 5^{c},9. La grosse sphère est animée d'un mouvement de rotation de 115 ou 230 tours par seconde.

En supposant que la constante de gravitation dans le cas « quadrantal » est G pour les axes parallèles et G′ pour les axes perpendiculaires, l'expérience montre que le rapport $\frac{G - G'}{G}$ n'est pas plus grand que $\frac{1}{16500}$. Si la constante de gravitation, dans le cas « semi-circulaire », est G pour les axes parallèles et de même sens et G′ pour les axes parallèles et de sens contraire, le rapport $\frac{G - G'}{G}$ n'est pas supérieur à $\frac{1}{2850}$.

C.-T.-R. WILSON. — On the Condensation Nucleis produced in Gases by the Action of Röntgen Rays, Uranium Rays, Ultra-Violet Light, and other Agents (Sur les noyaux de condensation produits dans les gaz par l'action des rayons de Röntgen, des rayons de l'uranium, de la lumière ultra-violette et autres sources). — P. 127.

L'auteur a déterminé principalement le plus petit degré de sursaturation nécessaire pour produire la condensation de la vapeur d'eau

sur des noyaux de condensation provenant de sources différentes. Ces noyaux étaient produits : 1° par des rayons de Röntgen; 2° par des rayons de l'uranium ; 3° par la lumière ultra-violette; 4° par la lumière solaire; 5° par des métaux en contact avec le gaz; 6° par l'action de la lumière ultra-violette sur une lame de zinc électrisée négativement; 7° par la décharge de l'électricité provenant d'une pointe de platine.

Pour que, dans tous ces cas, une condensation ait lieu, il fallait toujours atteindre une sursaturation approximativement quadruple (correspondant au rapport $v_1 = 1,25$ des volumes avant et après la dilatation).

Dans un champ électrique, les noyaux obtenus par 1, 2, 6 et 7 disparaissent ; ce sont donc des *ions*. Il n'en est pas de même pour les noyaux obtenus par 3, 4 et 5. Il en résulte que le passage de l'électricité à travers les gaz est effectué par des particules chargées, qui agissent comme des noyaux de condensation.

Les noyaux qui sont produits et qui augmentent (dans l'air ou l'oxygène), sous l'action de la lumière ultra-violette, ne sont peut-être pas chargés au début; peut-être aussi se composent-ils de gouttes d'eau renfermant de l'eau oxygénée en dissolution.

A. SMITHELLS, H.-M. DAWSON et H.-A. WILSON. — The Electrical Conductivity and Luminosity of Flames containing vaporised salts (Conductibilité électrique et luminosité des flammes contenant des sels vaporisés). — P. 142 [1].

On se servait, pour la production des flammes, de l'appareil imaginé par M. Smithells, au moyen duquel on sépare les deux cônes qui constituent la flamme d'un brûleur de Bunsen. Les électrodes étaient formées de deux cylindres coaxiaux de platine iridié, fixés symétriquement dans l'espace qui sépare les deux cônes. Les forces électromotrices employées variaient de 0,01 à 45 volts.

La conductibilité de la flamme elle-même était très faible.

Arrhénius a établi, entre l'intensité I du courant et la force électromotrice E, la relation :

$$I = Af(E),$$

dans laquelle A est une constante.

[1] Résumé d'un mémoire étendu ayant le même titre et qui a paru dans les *Philosophical Transactions* (sér. A, t. XCIII, p. 89-128).

Cette relation n'est exacte que pour les solutions diluées. Par contre, la relation

$$I = i + KE,$$

proposée par M. J.-J. Thomson, et dans laquelle i a, avec la force électromotrice, la même relation que le courant avec la conductibilité des rayons X, se trouve complètement vérifiée.

La conductibilité des vapeurs salines augmente rapidement avec la température et à des températures peu inférieures à celles que la vapeur atteint dans les flammes; la conductibilité devient inappréciable.

Voici les conclusions générales de ces recherches:

La conductibilité des sels vaporisés est, en général, d'un caractère électrolytique; mais elle se distingue de la conductibilité électrolytique des solutions aqueuses; elle n'obéit à la loi d'Ohm que dans certaines limites.

Les conductibilités des divers sels diffèrent beaucoup; elles dépendent du constituant électropositif. Parmi les divers sels d'un même métal, il se produit des différences de conductibilités aux fortes concentrations; mais, pour les faibles concentrations, les solutions ont toutes la même conductibilité.

La façon dont les sels se comportent dans une flamme où l'on a introduit du chloroforme semble montrer que la conductibilité et la coloration de la flamme ne sont pas dues à une même cause.

En résumé, la coloration d'une flamme par un sel alcalin ne semble pas être en relation avec l'ionisation du sel; le métal doit être mis en liberté par un processus chimique, qui consiste probablement en une réduction par les gaz de la flamme. Un oxysel doit généralement être transformé d'abord en oxyde, puis réduit; de même pour les haloïdes, il doit y avoir formation d'oxyde avant la réduction.

Ces recherches ne confirment donc pas l'hypothèse d'Arrhénius, en ce qui concerne les métaux alcalins.

C.-E.-S. PHILIPPS. — The Action of Magnetised Electrodes upon electrical Discharge Phenomena in rarefied Gases. Preliminary Note (Action d'électrodes aimantées sur les phénomènes de décharges électriques dans les gaz raréfiés. Note préliminaire). — P. 172.

Dans un ballon où l'on peut faire le vide sont fixées, l'une en face de l'autre, deux électrodes de fer séparées des deux pôles d'un

électro-aimant par deux lames minces de verre. Les extrémités des électrodes de fer sont très rapprochées l'une de l'autre. Pour de faibles pressions, un trait lumineux apparait entre les électrodes, et ce trait s'enroule en forme d'anneau par l'aimantation. Cela a lieu, quelle que soit la source d'électricité qu'on utilise pour la production de l'étincelle.

M. MACLEAN. — On the effects of strain on the thermo-electric qualities of metals (Sur les effets de l'étirement sur les propriétés thermo-électriques des métaux). — P. 322.

M. Maclean a repris et complété les expériences de lord Kelvin pour déterminer la direction et la valeur du courant thermo-électrique dans un même métal, dont une partie est normale, tandis que l'autre a été soumise à différents effets, notamment le passage à la filière et la torsion. Les résultats sont donnés sous forme de tableaux qu'il est impossible de résumer.

A. SCHUSTER et G. HEMSALECH. — The constitution of the electric spark (Constitution de l'étincelle électrique). — P. 331.

Il résulte des expériences de MM. Schuster et Hemsalech que le mécanisme de l'étincelle a lieu de la manière suivante : La décharge initiale de la batterie passe à travers l'air, car, au début, il n'y a pas de vapeur métallique. La chaleur intense engendrée par la chaleur du courant volatilise le métal, qui commence à se diffuser autour des pôles; les autres oscillations de la décharge ont alors lieu à travers la vapeur métallique et non à travers l'air; si, en effet, on augmente la self-induction du système, de façon à prolonger la durée de la décharge et à permettre aux vapeurs métalliques de se diffuser complètement dans l'espace qui sépare les électrodes, on voit disparaître presque complètement du spectre les raies de l'air : les raies métalliques demeurent seules.

J. BROWN. — Some experiments bearing on the theory of voltaic action (Quelques expériences relatives à la théorie de l'action voltaïque). — P. 369.

L'auteur complète les recherches antérieures [1] tendant à prouver que la force électromotrice de deux métaux en contact provient de

[1] *Roy. Soc. Proc.*, t. XLI, p. 294; 1886.

l'activité chimique des couches condensées sur les surfaces. Un condensateur cuivre-zinc fut enfermé dans un tube contenant de l'azote sous une faible pression. Dans ce tube se trouvaient, en outre, du potassium et du sodium, qui devaient absorber tous les gaz oxydants ainsi que l'humidité. Le potentiel fut mesuré par la méthode du zéro à l'aide d'un électromètre à quadrants. Dans une première recherche on obtient les résultats suivants : Potentiel initial, 0,64 volt :

Force électromotrice...	0,56	0,52	0,55	0,51	0,47	0,34	0,32	0,33
Après un nombre de jours égal à.........	13	25	27	30	61	106	173	181

Il fallait encore établir si cet abaissement de potentiel provenait d'une absorption graduelle par le potassium et le sodium des corps chimiquement actifs ou bien de la ternissure graduelle de la surface du zinc. Si le potentiel remonte, par l'admission d'humidité et d'air, c'est la première hypothèse qui est exacte ; sinon, c'est la seconde. Le tube fut donc ouvert. On s'aperçut d'abord qu'une certaine quantité d'air y avait pénétré. En faisant alors rentrer une nouvelle quantité d'air, le potentiel s'éleva à 0,39, puis plus tard à 0,48 volt.

Dans une deuxième expérience, le potentiel s'abaissa de 0,70 à 0,52 volt, pendant que la pression restait la même. L'abaissement de potentiel ne provient donc vraisemblablement que de la ternissure du zinc.

L'auteur estime que ses recherches ne confirment pas complètement l'hypothèse chimique et qu'elles ne font que démontrer la grande difficulté de telles expériences.

A.-C. SWINTON. — On the reflection of cathode rays (Sur la réflexion des rayons cathodiques). — P. 377.

L'auteur étudie les rayons paracathodiques. Ces rayons sont déviés par un aimant dans la même direction que les rayons cathodiques ordinaires. Ils emportent avec eux des charges négatives, comme on le démontre au moyen du cylindre de Faraday. Ils produisent une fluorescence verte et des rayons Röntgen. Les recherches entreprises pour leur faire actionner de petits radiomètres donnèrent des résultats négatifs.

La réflexion est, la plupart du temps, diffuse; mais, de loin en loin,

elle est régulière. Il évalua, avec un cylindre de Faraday, l'intensité des rayons réfléchis. Cette intensité est maxima dans la direction qui correspond à la réflexion régulière. Lorsque l'angle d'incidence augmente, la grandeur de la charge réfléchie augmente également.

Pour une incidence normale, la charge du réflecteur est fortement négative. Elle diminue jusqu'à zéro, lorsque l'incidence augmente, puis devient faiblement positive.

L'auteur fait remarquer que les rayons cathodiques tombant normalement sur une anticathode fournissent les rayons X les plus intenses.

W.-J. RUSSELL. — On Hydrogen-peroxyde as the active agent in producing pictures on a photographic plate in the dark (Sur le peroxyde d'hydrogène comme agent actif, dans la production des images sur une plaque photographique dans l'obscurité). — P. 409.

La conclusion des nombreuses expériences de l'auteur est que le peroxyde d'hydrogène est l'agent par l'intermédiaire duquel certains métaux et certaines substances organiques agissent sur la plaque photographique dans l'obscurité.

A. MALLOCK. — Note on new form of light plane mirrors (Note sur une nouvelle forme de miroirs plans légers). — P. 410.

On dissout la pyroxyline dans l'acétate d'amyle, et l'on verse la solution sur l'eau. On obtient, après dessiccation, une pellicule qui peut être tendue sur un anneau bien plan et qui peut être argentée. On a ainsi des miroirs d'une extrême légèreté, qui peuvent rendre des services dans certaines expériences.

René Paillot.

C. SWINTON. — On the luminosity of the rare Earths when heated *in vacuo* by means of cathode rays (Sur la luminosité des terres rares chauffées *dans le vide* au moyen des rayons cathodiques). — P. 415.

L'auteur a chauffé jusqu'à l'incandescence, au moyen de rayons cathodiques intenses, des mélanges d'oxyde de thorium et de cérium obtenus de la même manière que dans les manchons du bec Auer. Il

examina successivement : 1° de l'oxyde de cérium pur; 2° de l'oxyde de thorium pur; 3° un mélange de 50 0/0 d'oxyde de thorium et 50 0/0 d'oxyde de cérium; 4° un mélange de 99 0/0 d'oxyde de thorium pur et 1 0/0 d'oxyde de cérium. Pour une certaine intensité des rayons cathodiques, l'oxyde de thorium pur et le mélange à 99 0/0 de thorium donnaient une lumière intense; l'oxyde de cérium pur et le mélange à parties égales des deux oxydes étaient difficilement portés à l'incandescence. Le mélange à 99 0/0 d'oxyde de thorium était un peu plus brillant que le thorium pur (environ 5 0/0); il s'échauffait et se refroidissait plus vite.

Les oxydes de thorium et de cérium se comportent donc, sous l'influence des rayons cathodiques, autrement que dans la flamme d'un bec Bunsen.

Dans des conditions expérimentales particulièrement favorables, le mélange à 99 0/0 d'oxyde de thorium donna une intensité lumineuse de 150 bougies par pouce carré de surface lumineuse. Il fut consommé environ 1 watt par bougie.

Sous l'influence des rayons cathodiques, l'oxyde de thorium se colorait en bleu sombre; le mélange d'oxydes de thorium et de cérium, en brun. Cette coloration paraît provenir d'une réduction partielle des oxydes par les rayons cathodiques.

H.-A. WILSON. — On the electrical conductivity of flames containing salt vapours (Sur la conductibilité électrique de flammes contenant des vapeurs salines). — P. 120.

La flamme était obtenue en faisant brûler, à l'extrémité d'un tube de laiton de 7 millimètres de diamètre, un mélange de gaz d'éclairage et d'air chargé de gouttelettes de solutions salines par son passage dans une telle solution. Le cône intérieur de la flamme, de couleur verdâtre, avait une hauteur de 1,5 centimètre. La hauteur du cône extérieur était de 7,5 centimètres.

Pour évaluer la conductibilité, on plaçait dans la flamme, à des hauteurs différentes, deux toiles en fil de platine reliées aux pôles d'une source d'électricité, et l'on mesurait l'intensité du courant traversant le circuit ainsi formé. On obtient les résultats suivants :

1° Quand l'électrode positive est la plus élevée dans la flamme et pour de grandes différences de potentiel entre les électrodes, l'intensité du courant est indépendante de la distance entre ces électrodes,

pourvu que l'électrode supérieure ne soit pas amenée dans les régions relativement froides de la flamme ;

2° Pour une même distance entre les électrodes et pour des forces électromotrices croissantes, l'intensité du courant augmente d'abord, puis prend une valeur sensiblement constante, quand l'électrode négative se trouve dans les régions relativement froides ; l'intensité du courant augmente sans paraître tendre vers une valeur limite. L'intensité est beaucoup plus grande, quand l'électrode négative est dans les régions chaudes, et l'électrode positive dans les régions froides, que quand les électrodes sont disposées d'une manière inverse.

La variation du potentiel entre quatre électrodes est semblable à celle que l'on observe dans les gaz raréfiés, c'est-à-dire qu'il y a une variation brusque de potentiel entre chaque électrode et des points voisins, cette variation étant beaucoup plus accusée du côté de l'électrode négative, et il y a une variation lente et régulière dans l'intervalle des électrodes. Quand l'une des électrodes est dans les régions froides, la chute de potentiel entre cette électrode et un point voisin devient plus accusée et souvent presque égale à la différence de potentiel totale entre les électrodes.

M. Wilson a pensé que ces phénomènes provenaient de ce que la vapeur du sel entraîné par le gaz se décomposait en ions au contact des toiles de platine chaudes, mais qu'il n'y avait pas décomposition dans le corps de la flamme. Il a fait de nombreuses expériences confirmant cette manière de voir.

M. Wilson a enfin mesuré la vitesse des ions positifs et négatifs mis en liberté au contact des toiles métalliques. Il a trouvé que les ions positifs des sels de potassium, lithium, rubidium et césium ont une vitesse d'environ 60 centimètres par seconde, pour une variation de 1 volt par centimètre et que, dans les mêmes conditions, les ions négatifs ont une vitesse d'environ 1.000 centimètres, soit à peu près 16 fois plus grande.

J.-Ch. BOSE. — On a self-recovering coherer and the study of the cohering action of different metals (Cohéreurs à décohérence automatique et étude de l'action cohérente des divers métaux). — P, 166.

L'auteur emploie comme cohéreurs des fils fins d'argent enroulés en spirale et recouverts d'une couche de cobalt par voie électroly-

tique. Ces cohéreurs sont très sensibles et ne sont pas influencés par les conditions climatériques. M. Bose a cherché comment la sensibilité de ces cohéreurs dépend de la pression. Lorsque l'un des métaux étudiés était le mercure, il prenait un tube en V contenant ce métal et mettait la substance étudiée en contact avec la surface du mercure de l'une des branches. Un plongeur, placé dans l'autre branche, permettait, en l'enfonçant plus ou moins, de produire une pression variable à volonté du mercure contre la substance. Dans quelques cas, l'augmentation de pression était obtenue par de l'air comprimé, à l'aide d'une poire en caoutchouc.

Lorsque les métaux étaient sous forme de limailles ou de spirales, l'auteur se servait de vis micrométriques pour modifier la pression.

L'auteur décrit un cohéreur sur lequel l'action des ondes électriques fut étudiée au moyen du téléphone. Ce cohéreur reprenait automatiquement et instantanément sa résistance primitive. Après avoir fonctionné de vingt à trente fois de cette façon, il perdit cette propriété.

Dans tous les essais, le radiateur était une sphère de platine de 9,7 millimètres de diamètre. Le cohéreur était placé dans le voisinage immédiat du radiateur.

Le potassium était placé dans un bain de kérosène. Il montra toujours un accroissement de résistance sous l'influence des ondes électriques. En le retirant du bain, il continuait à donner une augmentation de résistance; mais il perdait graduellement sa propriété de recouvrer automatiquement sa résistance primitive.

Le sodium, le calcium, dans le kérosène, donnent une action semblable.

Le zinc et le cadmium possèdent une faible sensibilité.

Par contre, le bismuth et l'antimoine donnent des cohéreurs très sensibles. Il faut des différences de potentiel modérées et des pressions faibles.

Parmi les autres métaux il y a, par ordre de sensibilité décroissante : le nickel, le cobalt, l'aluminium et l'étain. Pour ce dernier, l'ajustement de la force électromotrice et de la pression présente quelques difficultés.

J.-A. SWING et W. ROSENHAIM. — The crystalline structure of metals (Structure cristalline des métaux). — P. 172.

D'après les recherches des auteurs, il est vraisemblable que tous les métaux ont une structure cristalline que l'on reconnaît en attaquant les surfaces polies. Pour produire des surfaces unies sans les polir, les auteurs versaient les métaux fondus sur des plaques de verre. Le fer forgé, le cadmium, le zinc et l'étain montraient (avec un grossissement d'environ 1.000 diamètres) des cavités géométriquement semblables et semblablement placées, provenant probablement du dégagement d'un gaz pendant la solidification. Dans le fer forgé, le contour des cavités est formé de sections planes d'un cube, rarement d'un octaèdre. Dans le fer forgé, le contour des cavités est formé de sections de prismes hexagonaux.

A la surface de tous les métaux étudiés on trouvait, après les avoir soumis à une traction dépassant la limite d'élasticité, un ou plusieurs systèmes de raies parallèles. Outre ces raies, qui prennent naissance par translation simple, on obtient, par le martelage du cuivre, de l'or et de l'argent, des raies jumelles qui paraissent dues à une rotation des molécules.

J.-S. TOWNSEND. — The diffusion of ions into gases (Diffusion des ions dans les gaz). — P. 192.

Les gaz röntgénisés passaient à travers un tube métallique étroit; on déterminait leur conductibilité avant et après le passage dans le tube, en choisissant les dimensions de manière que la conductibilité fût réduite environ de moitié [1]. Le nombre des ions qui traversent le tube dépend du coefficient de diffusion. Si κ désigne ce coefficient, n le nombre d'ions dans 1 centimètre cube, e leur charge, p leur pression partielle, X, Y, Z les composantes de la force électrique en un point, W la vitesse du gaz dans le tube, V la vitesse moyenne définie par la condition $\pi a^2 Vt = M$, volume total de gaz traversant la section πa^2 du tube dans le temps t, z la longueur du tube, et R le rapport du nombre des ions avant et après l'entrée, on obtient les

(1) Voir *J. de Phys.*, t. VII, p. 688; 1898.

équations :

$$\frac{1}{\varkappa} pu = -\frac{dp}{dx} + nXe,$$
$$\frac{1}{\varkappa} pv = -\frac{dp}{dy} + nYe,$$
$$\frac{1}{\varkappa} pw = -\frac{dp}{dz} + nZe + \frac{1}{\varkappa} pW,$$
$$\frac{d}{dx}(pu) + \frac{d}{dy}(pv) + \frac{d}{dz}(pw) = 0,$$
$$W = \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2).$$

Comme l'électrisation est trop faible pour influencer le mouvement des ions, on peut poser $x = y = z = 0$, et l'on obtient :

$$R = 4\left[0{,}1952\varepsilon^{-\frac{7{,}313\varkappa z}{2a^2V}} + 0{,}0243\varepsilon^{-\frac{44{,}5\varkappa z}{2a^2V}} + \ldots\right].$$

Voici les nombres trouvés pour les coefficients de diffusion $\varkappa_+$ pour les ions positifs et $\varkappa_-$ pour les ions négatifs.

	Gaz secs				Gaz humides			
Gaz	$\varkappa_+$	$\varkappa_-$	$\frac{1}{2}(\varkappa_+ + \varkappa_-)$	$\varkappa_+ : \varkappa_-$	$\varkappa_+$	$\varkappa_-$	$\frac{1}{2}(\varkappa_+ + \varkappa_-)$	$\varkappa_+ : \varkappa_-$
Air	0,0274	0,042	0,0347	1,54	0,032	0,035	0,0335	1,09
Oxygène	0,025	0,0396	0,0323	1,58	0,0288	0,0358	0,0323	1,24
Acide carbonique	0,023	0,026	0,0245	1,13	0,0245	0,0255	0,025	1,04
Hydrogène	0,123	0,190	0,156	1,54	0,128	0,142	0,135	1,11

Si $\frac{dp}{dx} = 0$, la variation de potentiel est de 1 volt par centimètre, et la vitesse u_1 qui lui correspond est :

$$u_1 = \frac{\varkappa e}{300}\frac{n}{p}.$$

Au lieu de $\frac{n}{p}$, on peut écrire $\frac{N}{P}$, où N est le nombre de molécules dans 1 centimètre cube de gaz pour $P = 760$ millimètres et $t = 15°$. On trouve :

$$Ne = \frac{3{,}10^8 u_1}{\varkappa}.$$

En prenant, pour u_1, la valeur de Rutherford, on trouve :

Air	$Ne_a = 1{,}35 \cdot 10^{10}$
Oxygène	$Ne_o = 1{,}25 \cdot 10^{10}$
Acide carbonique	$Ne_c = 1{,}30 \cdot 10^{10}$
Hydrogène	$Ne_h = 1{,}00 \cdot 10^{10}$

Si les ions avaient des charges électrolytiques, on aurait :

$$NE = 1,22 \,.\, 10^{10}.$$

Comme N est constant, il s'ensuit que les charges des ions produits par les rayons Röntgen dans l'air, l'oxygène, l'acide carbonique et l'hydrogène, sont toutes les mêmes et égales à la charge de l'ion hydrogène dans un électrolyte.

D'après J.-J. Thomson, $e = 6.10^{-10}$ unités électrostatiques. Il en résulte :

$$N = 2 \,.\, 10^{19},$$

et le poids d'une molécule d'hydrogène est $4,5.10^{-21}$ grammes.

Si les charges des ions positifs et négatifs sont les mêmes, les rapports des coefficients de diffusion doivent être égaux aux rapports des vitesses. Le rapport des vitesses des ions négatifs et positifs est 1,24 pour l'air et l'oxygène, 1,15 pour l'hydrogène et 1,0 pour CO^2. Ceci ne concorde pas avec les expériences précédentes. Il serait nécessaire de faire d'autres expériences. En tous cas, on peut admettre que les charges des ions positifs et négatifs sont les mêmes.

D. GILL. — On the presence of oxygen in the atmospheres of certain fixed stars (Sur la présence de l'oxygène dans l'atmosphère de certaines étoiles fixes). — P. 196.

Les observations de M. Gill confirment les conclusions auxquelles étaient arrivés MM. Mc Lean et N. Lockyer, relativement à la présence des raies de l'oxygène dans le spectre de β Crucis.

W. CROOKES. — Photographic researches on phosphorescent spectra : on victorium, a new element associated with yttrium (Recherches photographiques sur les spectres phosphorescents; le victorium, nouvel élément associé à l'yttrium). — P. 237.

Le rubis, l'émeraude, le diamant, l'alumine, les oxydes d'yttrium et de samarium et un grand nombre de terres et de sulfates, exposés aux rayons cathodiques dans un tube vide, émettent de la lumière. Examinée au spectroscope, la lumière de la plupart de ces corps donne un spectre presque continu; pour d'autres, comme l'alumine, les oxydes d'yttrium et de samarium, on a des spectres de bandes plus ou moins larges et de raies. L'auteur a photographié un groupe de raies dans la région ultra-violette, caractéristiques d'un nouvel

élément associé à l'yttrium et qu'il a pu en séparer par des fractionnements successifs. Il a donné le nom de victorium à cet élément. Son poids atomique est probablement voisin de 117. Dans l'état le plus pur où il ait été préparé, il se présente avec une pâle couleur brune.

C.-T.-R. WILSON. — On the comparative Efficiency as Condensation Nuclei of positively and negatively charged Ions (Sdr l'efficacité comparée des ions chargés positivement et négativement, comme noyaux de condensation). — P. 289.

J.-J. Thomson a montré que, si les ions positifs et négatifs diffèrent dans leur pouvoir de condenser l'eau, des gouttes peuvent se former seulement sur une série d'ions; la séparation de l'électricité positive et négative aura donc lieu, lors de la précipitation des gouttes.

L'auteur est parvenu à démontrer que l'eau se condense beaucoup plus rapidement sur les ions négatifs que sur les ions positifs. La sursaturation nécessaire pour provoquer la condensation de l'eau sur des ions chargés négativement a atteint une limite correspondant à l'expansion $\frac{v_2}{v_1} = 1{,}25$, c'est-à-dire une sursaturation quadruple. Pour la condensation sur les ions positifs, la sursaturation a atteint une limite correspondant à l'expansion $\frac{v_2}{v_1} = 1{,}31$ (c'est-à-dire une sursaturation presque sextuple).

On voit que, si les ions agissent comme noyaux de condensation dans l'atmosphère, ce sont surtout, et peut-être seulement, les ions négatifs qui agissent; donc un excès d'électricité négative sera transporté dans les régions inférieures, lors de la précipitation à la surface de la terre. La différence entre les effets des ions positifs et négatifs ne peut d'ailleurs pas être expliquée, en supposant que la charge des ions négatifs est deux fois plus grande que celle des ions positifs.

Y a-t-il quelque probabilité pour que des ions soient présents dans l'atmosphère dans les conditions normales? Des expériences antérieures tendraient à le prouver. Quand de l'air humide, sans poussières, est soumis à une expansion brusque, une condensation en forme de pluie a toujours lieu, si la sursaturation maximum excède une certaine limite. Cette limite est identique à celle qui est requise pour que de l'eau se condense sur des ions. L'identité est même si

parfaite qu'elle donne presque une preuve convaincante que l'air humide ordinaire est toujours un peu ionisé. Le nombre de ces noyaux est trop faible pour que l'absence de conductibilité électrique sensible de l'air dans les conditions ordinaires puisse être opposé à l'idée de l'existence des ions.

Toutefois tous les essais d'enlèvement de ces ions par l'application d'un champ électrique intense ont échoué. De tels noyaux de condensation ne peuvent donc être regardés comme des ions libres, à moins que l'ionisation ne se développe par le procédé qui produit la sursaturation.

C. GODFREY. — On the application of Fourier's double Integrals to Optical Problems (Sur l'application des intégrales doubles de Fourier aux problèmes d'optique). — P. 318.

La perturbation provoquée par un corps lumineux en un point quelconque est un vecteur variable avec le temps. Il peut être défini par ses composantes suivant trois axes rectangulaires. Soit $f(t)$ l'une d'elles. En général, $f(t)$ ne sera pas une fonction périodique, même si la lumière est approximativement monochromatique.

D'après le théorème de Fourier sur les intégrales doubles, on a :

$$f(t) = \int_0^{\infty} (C \cos ut + S \sin ut)\, du,$$

d'où :

$$C = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) \cos uv dv, \qquad \text{et} \qquad S = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) \sin uv dv.$$

Cela est toujours exact, pourvu que $f(t)$ satisfasse à certaines conditions, qui se rencontrent d'ailleurs dans tous les problèmes de physique.

Au moyen du théorème ci-dessus, l'auteur cherche à prouver que l'on peut considérer un mouvement lumineux plan polarisé comme équivalent à la combinaison de vibrations harmoniques simples, de périodes variables de 0 à ∞. Les éléments de l'intégrale suggèrent une vibration d'amplitude $\sqrt{C^2 + S^2}$, de phase $\text{tang}^{-1} \frac{S}{C}$ et de période $\frac{2\pi}{u}$. L'auteur trouve que cette interprétation est possible, notamment dans certains cas très généraux, comme celui de la lumière « constante », qui présente une apparence régulière.

Les calculs permettent de déterminer la largeur des raies dans le

spectre d'un gaz incandescent, en prenant en considération non seulement la vitesse des molécules, mais encore l'effet des collisions sur l'amortissement relatif des vibrations moléculaires.

C.-E.-S. PHILIPPS. — On Diselectrification produced by Magnetism (Sur la désélectrisation produite par le magnétisme). — P. 320.

L'auteur a trouvé que, dans certaines conditions, un corps électrisé perd rapidement sa charge, quand il est dans un champ magnétique.

Un tube de verre au milieu duquel sont soudées, à l'intérieur et à l'extérieur, deux bandes de feuilles d'étain, est placé entre les pôles d'un fort électro-aimant dont les pièces polaires pénètrent dans le tube. On peut, d'ailleurs, faire le vide dans ce tube. L'armature interne étant chargée positivement et l'armature externe étant reliée à un électroscope, on constate que, pour des pressions intérieures inférieures à $0^{mm},2$ de mercure, la charge électrique diminue lorsqu'on excite l'électro-aimant. On ne constate rien de semblable lorsque l'armature interne est chargée négativement ou lorsque les pôles de l'électro-aimant sont tous deux de même signe.

Lord BLYTHSWOOD et E.-W. MARCHANT. — The absorption of Röntgens rays by aqueous solution of metallic salts (Absorption des rayons Röntgen par les solutions aqueuses des sels métalliques). — P. 413.

Voici les conclusions de ce travail :

1° L'absorption produite par les solutions aqueuses normales de sels métalliques ayant le même radical acide augmente avec l'augmentation du poids atomique du métal de la base;

2° Les métaux alcalins ne sont pas très absorbants, non plus que les métaux alcalino-terreux ;

3° Les bromures et iodures sont très absorbants ;

4° Avec les trois acides communs, l'ordre des pouvoirs absorbants est : nitrates, chlorures, sulfates ;

5° L'absorption produite par un sel dépend principalement du poids atomique de ses constituants ;

6° L'absorption produite par une épaisseur donnée d'une solution saline n'est pas proportionnelle à la quantité de sel dissoute, mais paraît suivre approximativement une loi logarithmique ;

7° L'absorption varie comme le logarithme de l'épaisseur de la solution traversée par les rayons.

R.-J. STRUTT. — On the least potential difference required to produce discharge through various gases (Sur la plus petite différence de potentiel requise pour produire la décharge à travers différents gaz). — P. 446.

Voici les valeurs minima du potentiel explosif pour différents gaz, en même temps que la chute cathodique de potentiel donnée par Warburg (*Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 579).

Gaz.	Chute cathodique. volts	Potentiel explosif minimum. volts
Air atmosphérique.......	340-350	341
Hydrogène..............	300	302-308
Azote ordinaire..........	315-340	347-351-369-388
Azote privé de toute trace d'oxygène.............	230	251
Hélium..................	226	226-261

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE;

4e période; t. VII et VIII; année 1899.

W. SPRING. — Sur la cause de l'absence de coloration de certaines eaux limpides naturelles. — T. VII, p. 5.
Sur l'unité d'origine du bleu de l'eau. — T. VII, p. 326.

L'eau pure n'est pas incolore, elle est bleue. Les eaux du lac de Wettern en Suède, celles des petits lacs de Dalama traversés par la rivière Fahlu, quoique très transparentes, paraissent absolument incolores, parce qu'elles tiennent en suspension, en quantité extrêmement petite, des particules d'hématite, dont la couleur est complémentaire de la couleur bleue de l'eau pure.

Il résulte des considérations développées par l'auteur que l'eau est bleue par elle-même. Les particules qu'elle tient en suspension sont la principale cause de son illumination ; selon leur nature, elles déterminent aussi les modifications de la couleur du fond et pro-

duisent des tons verdâtres, lorsqu'elles n'ont pas pour effet de supprimer toute coloration visible.

W. SPRING. — Sur l'origine du bleu du ciel. — T. VII, p. 225.

L'historique de cette question a été développée par M. J. M. Pernter [1]. Clausius [2] explique les phénomènes de l'illumination du ciel en admettant l'existence de vésicules d'eau en suspension dans l'atmosphère. J.-W. Strutt [3] démontre avec succès la non-existence de vésicules dans l'air. M. W. Spring attribue le bleu du ciel à la couleur propre de l'atmosphère; il serait dû à un phénomène d'absorption et non pas à un phénomène de réflexion ou de réfraction.

H. DUFOUR. — Note sur l'interrupteur électrolytique du Dr Wehnelt. — T. VII, p. 421.

Le remplacement du platine de l'électrode positive par un autre métal (cuivre, fer, plomb) ou par un fil de charbon ne modifie pas le fonctionnement de l'interrupteur. La disposition pratique que recommande M. Dufour mérite d'être reproduite. Un flacon de Woulff à deux tubulures et d'une capacité de 2 litres environ est rempli aux deux tiers d'eau acidulée de densité 1,06 à 1,12 ; un tube de plomb de 10 millimètres de diamètre, relié au conducteur négatif, pénètre dans le flacon jusqu'au fond. Un tube de verre coudé à angle droit, fermé à son extrémité inférieure à laquelle est soudé un fil de platine de 15 millimètres de longueur à l'extérieur, et contenant du mercure, sert d'électrode positive. On peut, par simple rotation du tube de verre, approcher ou éloigner l'anode en platine du tube de plomb et faire ainsi varier la résistance de l'appareil. On recouvre le liquide d'une couche d'huile de vaseline pour empêcher le dégagement de vapeurs acidulées.

---

(1) *Fortschritte der Physik*, t. XLVI, 3er Abth. p. 441 ; 1896.
(2) *Annalen der Physik und Chemie*, t. LXXVII, 161-195.
(3) J.-W. Strutt (Lord Rayleigh), *Phil. Mag.*, t. XLI, p. 274 ; 1871.

THOMAS TOMMASINA. — Sur un curieux phénomène d'adhérence des limailles métalliques sous l'action du courant électrique. — T. VII, p. 57.
Sur un cohéreur très sensible obtenu par le simple contact de deux charbons et sur la constatation d'extra-courants induits dans le corps humain par les ondes électriques. — T. VII, p. 430.
Sur la nature et la cause du phénomène des cohéreurs. — T. VIII, p. 133.

I. Une petite boule en laiton nickelé, suspendue par un fil métallique fin en communication avec les pôles de la source d'électricité, effleure de la limaille de nickel, placée sur un disque de cuivre horizontal en communication avec l'autre pôle de la source. Le cohéreur élémentaire ainsi constitué, placé en circuit avec un accumulateur, commande un relai. Après l'action de l'étincelle d'un oscillateur, il apparaît, entre la boule et la limaille, un mince fil brillant de grains adhérents les uns aux autres. Si le relai commande le circuit d'une lampe, cette chaînette peut atteindre 2 centimètres, et elle est toujours unique. Si le relai commande le secondaire d'une bobine de Ruhmkoff, on peut obtenir, avec la limaille de laiton, des chaînettes de 105 millimètres et, avec le fer, des chaînettes de 36 millimètres. Les poudres des différents métaux se comportent d'ailleurs différemment les unes des autres.

II. On introduit, par chaque extrémité d'un tube de verre de 2 centimètres de diamètre et de 12 centimètres de longueur, un charbon cylindrique de lampe à arc de 7 millimètres de diamètre et à bouts arrondis. Les deux charbons, supportés par des bouchons en caoutchouc, sont en léger contact; ce système, une fois réglé, constitue un cohéreur peu dérangeable et d'une extrême sensibilité. Il est sensible à des étincelles de 2 millimètres de longueur et peut mettre en évidence des extra-courants induits dans le corps humain par les oscillations électriques lointaines.

III. Entre les pôles d'une bobine de Ruhmkorff susceptible de donner des étincelles de 35 centimètres de long, on interpose une planchette sur laquelle on place de la limaille métallique. En faisant les interruptions à la main, on voit, à chaque décharge, la chaîne se former immédiatement et rejoindre l'électrode qui se trouve du même côté. Dans l'eau distillée, avec de faibles courants, on voit se former et monter verticalement une quantité de chaînettes qui semblent concourir en s'efforçant d'atteindre l'électrode. En augmentant graduellement l'intensité du courant, l'une des chaînes peut

atteindre l'électrode et y adhérer; l'effet immédiat est de faire tomber en fragments toutes les autres chaînettes et de faire cesser tout mouvement dans la limaille. Dans l'obscurité on voit de petites étincelles alignées avant que la chaîne conductrice réunissant les électrodes soit bien continue. Une fois établis, tout mouvement et toute étincelle cessent; la chaîne conductrice ne se détruit pas, même sous l'influence de secousses violentes, lorsque le courant passe; tandis que le courant est interrompu, le plus léger choc suffit. Ces expériences paraissent bien montrer le mécanisme des effets obtenus avec les cohéreurs.

F.-L. PERROT. — Notes relatives à la thermo-électricité cristalline. — T. VII, p. 149.

Cette note est un complément au mémoire qui a été analysé dans ce *Journal* [1]. Le rapport des forces électromotrices thermo-électriques dans les directions perpendiculaire et parallèle à l'axe d'un même échantillon de bismuth varie avec le temps. Ce phénomène n'est pas systématique et continu; il n'est pas dû à un échauffement prolongé ou à des échauffements et refroidissements successifs; il présente un caractère purement accidentel et provient sans doute du défaut de stabilité de l'agglomération moléculaire du bismuth.

FR. BATTELLI. — Etude sur les électrodes de d'Arsonval et de Du Bois-Reymond. — T. VII, p. 309.

FR. BATTELLI. — Contribution à l'étude des effets des courants à haute fréquence sur les organismes vivants. — t. VII, p. 542.

L'auteur arrive aux conclusions suivantes :

Électrodes de Du Bois-Reymond. — Quelle que soit l'intensité du courant qui les traverse, la force électromotrice de polarisation ne dépasse jamais les 4 0/0 de la force électromotrice polarisante. Celle-ci augmente légèrement dans la première minute du passage du courant et reste constante dans la suite.

Électrodes de d'Arsonval. — La force électromotrice de polarisation varie beaucoup, lorsque l'intensité du courant change, et peut, avec de faibles courants, dépasser 84 0/0. Elle atteint en quelques minutes une valeur constante.

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 449; 1899.

L'auteur a observé que des modifications légères dans les courants à haute fréquence peuvent provoquer dans l'organisme de profondes altérations; aussi est-il indispensable de préciser rigoureusement les conditions dans lesquelles ont été obtenus les faits observés, afin qu'on puisse les relier les uns aux autres.

L. DE LA RIVE. — Sur la propagation d'un allongement graduel et continu dans un fil élastique. — T. VII, p. 97.

On fixe l'une des extrémités d'un fil élastique tendu, on assujettit l'autre à se mouvoir suivant l'axe du fil avec une vitesse *constante*. Après avoir déterminé théoriquement comment se propage l'allongement et quelles sont les conditions du mouvement d'un point quelconque, on vérifie, sur un fil de laiton dur de 100 mètres de longueur, enroulé en spirales formant ressort de 8 mètres de longueur, et soumis à la traction verticale d'un mouvement d'horlogerie, que l'allongement, en un point quelconque, a lieu par petits déplacements brusques, séparés par des arrêts relatifs. Le caractère périodique de l'allongement et la durée de la période sont conformes aux indications de la théorie.

CH. DUFOUR. — Comparaison entre la lumière du soleil et celle de quelques étoiles. — T. VIII, p. 209.

La lumière de la pleine lune est d'abord comparée à celle du soleil. Comme le rapport des distances auxquelles il faut placer un écran pour que le soleil et la lune lui fournissent le même éclairement est égal à 500, la lumière au soleil est environ 300.000 fois plus grande que celle de la lune. Par le même procédé on compare la lumière de la lune à celle fournie par deux becs de gaz du même type que ceux existant sur les bords du lac Léman, à Morges. La comparaison des étoiles à ces lumières, vues à différentes distances sur le lac, fournit des indications approchées sur leur intensité. Les lumières fournies par Arcturus et par Wéga sont sensiblement les mêmes et 33 milliards de fois plus faibles que celles du soleil. Les étoiles de seconde grandeur (Antérès, celles de la Grande-Ourse) fournissent une lumière plus faible que celle d'Arcturus.

HURMUZESCU. — Sur la transformation des rayons X. — T. VII, p. 509.

Voici les conclusions de ce mémoire : on les rapprochera des idées développées ici même par M. Sagnac [1].

« On pourrait penser à une diffusion des rayons X qui, ayant une très faible longueur d'onde, ne peuvent pas se réfléchir franchement parce qu'il n'y a pas pour eux une surface ayant un poli spéculaire ; pour ces rayons, toutes les surfaces sont grenues.

« Cette hypothèse n'est pas suffisante pour expliquer l'influence de la succession des écrans. On est conduit à admettre que ces rayons se transforment en rayons de plus grande longueur d'onde. En pénétrant dans les couches successives d'un corps, ces rayons donnent, en se propageant dans tous les sens, des rayons complexes, secondaires, tertiaires, etc., qui ont toutes les propriétés des rayons X fournis par des tubes très mous.

« Le phénomène n'est donc pas une simple diffusion, mais plutôt une transformation analogue à la transformation des rayons optiques par le corps phosphorescent. »

W. MARCET. — De la calorimétrie humaine. — Un nouveau calorimètre. — VIII, p. 217.

Cet instrument se compose d'une chambre ou guérite en bois dont les parois sont garnies au dehors et en dedans d'une épaisse couche, soit de feutre, soit de ouate. A l'intérieur de cette guérite se trouve une chambre en cuivre laminé dont la surface est aussi bien polie que possible. Dans cette chambre est ménagée une fenêtre ; une personne peut y séjourner confortablement assise. Deux ventilateurs mélangent l'air de la chambre et provoquent sa circulation à travers un réservoir rempli de glace concassée ; la quantité de glace fondue sert à mesurer la quantité de chaleur abandonnée par le sujet soumis à l'observation.

R. Dongier.

---

[1] Sagnac, *J. de Phys.* 3e série, t. VIII, p. 65 ; 1899.

DES DIÉLECTRIQUES ET DE LEUR POLARISATION RÉELLE ;

Par H. PELLAT.

I. — Comme on a parfois donné à l'expression *polarisation électrique* des sens différents, je crois bon d'indiquer le sens précis que j'attache à cette expression, qui est, du reste, le sens dans lequel on l'entend habituellement.

J'appelle *polarisation* l'état d'un diélectrique à l'état neutre à son intérieur (si ce diélectrique est homogène et n'était pas électrisé antérieurement au phénomène qui a provoqué la polarisation) (1), présentant des charges électriques égales et de signes contraires sur deux faces opposées et tel que, si l'on vient à couper ce diélectrique, les deux faces primitivement en contact présentent des charges électriques de signes contraires égales en valeur absolue, la charge totale de chaque morceau étant encore nulle.

Si l'on taille le diélectrique polarisé suivant certaines directions, la face ainsi obtenue peut ne pas être électrisée; l'intersection de deux faces jouissant de cette propriété donne la *direction de la polarisation*. Si l'on taille le diélectrique perpendiculairement à la direction de la polarisation, la densité électrique sur la face ainsi produite est maximum et s'appelle l'*intensité de la polarisation*.

II. — Quand un champ électrique est créé à l'endroit où se trouve un diélectrique, il se produit trois ordres de phénomènes, qui me paraissent devoir être nettement distingués.

1° Une modification du diélectrique a lieu en un temps inappréciable après la création du champ; elle est révélée, en particulier, par le phénomène de Kerr. On admet, en général, que, dès la création du champ, le diélectrique est polarisé, pour pouvoir expliquer, *tout en conservant les lois élémentaires de Coulomb*, la plus grande capacité que prend un condensateur, quand un diélectrique est substitué au vide entre les armatures, ou encore pour expliquer les forces mécaniques qui agissent sur ce diélectrique, mises en évidence par les expériences de Boltzmann, de Quincke et par les miennes (2).

---

(1) Il va sans dire que la polarisation peut se superposer à un autre état électrique quelconque.

(2) *Forces électriques agissant sur un diélectrique non électrisé* (*J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 525 ; 1986).

J'ai montré, dans mon mémoire sur l'*Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb* [1], que tous ces phénomènes s'expliquaient très simplement sans qu'il soit nécessaire de supposer le diélectrique polarisé. Or aucune expérience, à ma connaissance, ne prouve l'existence de cette polarisation. Bien plus, Vaschy a montré [2] que les prétendues couches électriques de cette polarisation ne doivent pas être introduites dans l'expression $\frac{1}{2}\Sigma MV$ de l'énergie d'un condensateur [3] sous peine d'arriver à un résultat erroné. Aussi convient-il de donner, comme on le fait habituellement du reste, le nom de *polarisation fictive* à cette hypothèse ;

2° Il se développe en un temps très appréciable après la création du champ une polarisation *réelle* du diélectrique, comme le montreront les expériences rapportées plus loin.

Cette polarisation réelle explique les phénomènes résiduels des condensateurs, la soi-disant pénétration des charges dans les diélectriques, ou leur conductibilité apparente, ainsi que la variation du pouvoir inducteur spécifique, avec le temps pendant lequel le diélectrique est soumis au champ. Ce sera le principal objet de ce mémoire.

3° Enfin, aucun diélectrique ne semble totalement dépourvu d'une certaine conductibilité réelle, soit à travers sa masse, soit tout au moins par sa surface, à cause des impuretés qui la recouvrent.

Les effets de cette conductibilité sont en partie analogues à ceux de la polarisation ; c'est ce qui explique qu'on ait cru longtemps pouvoir ramener tous les phénomènes résiduels à des phénomènes de conductibilité et qu'on ait méconnu si longtemps l'existence de la polarisation.

---

(1) *Ann. de Phys. et de Chim.*, 7e série, t. IV ; mai 1895 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 244 et 525 ; 1896.

(2) *Traité d'électricité et de magnétisme*, chap. II, § 28 ; 1890.

(3) J'ai montré (*De la variation de l'énergie dans les transformations isothermes*. — *De l'énergie électrique* (*J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 28 ; 1897), que $\frac{1}{2}\Sigma MV$ représente non l'augmentation d'énergie du système dû à la charge, mais le travail des forces extérieures pour la charge réversible à température constante : l'objection reste la même. Mais il n'y a plus d'objection à faire, de ce chef, si, au lieu d'une polarisation telle qu'elle a été définie, on imagine, comme le faisaient Mossotti ou Faraday, que le diélectrique est constitué par des corpuscules parfaitement conducteurs, noyés dans une masse parfaitement isolante et impolarisable. L'expression $\frac{1}{2}\Sigma MV$ représente alors parfaitement le travail des forces extérieures pour la charge réversible et isotherme, ΣM étant nul et V constant pour chaque corpuscule conducteur.

Ces trois ordres de phénomènes produits par un champ électrique sont bien distincts pour certain diélectrique, comme l'ébonite par exemple, à cause du temps très différent qu'il faut pour qu'ils se manifestent. Pour d'autres diélectriques et, en particulier, pour ceux qui sont doués d'une conductibilité notable, leurs effets peuvent se superposer de façon qu'il est plus difficile de les distinguer.

III. — Dans son travail sur les condensateurs en mica ([1]), M. Bouty s'exprime ainsi (p. 293 et 294):

« Il est bien plus naturel d'écarter toute idée de pénétration ou d'électrolyse, de considérer le mica comme dénué, à la température ordinaire, de toute conductibilité mesurable, et d'expliquer l'absorption ainsi que les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier, dans l'étude de l'élasticité. »

. . . .

« Il paraît à peine hardi de supprimer un intermédiaire et de faire intervenir l'hypothèse d'une polarisation résiduelle dans la théorie des condensateurs. »

M. Bouty déduit ensuite de cette hypothèse l'explication, au point de vue qualitatif, du courant de charge d'un condensateur et des phénomènes résiduels, en faisant intervenir l'idée de la polarisation fictive.

Il est aisé de débarrasser l'hypothèse si heureuse de M. Bouty de l'idée de la polarisation fictive ou instantanée, à laquelle elle est associée, et de dire :

Un diélectrique (solide ou liquide), *placé brusquement dans un champ électrique constant, prend une polarisation qui n'est pas instantanée, mais qui croît avec le temps et atteint asymptotiquement un maximum. Si le champ vient à cesser, la polarisation décroît et redevient nulle au bout d'un temps théoriquement infini.*

Je vais montrer que cette idée ainsi précisée n'est pas une hypothèse, mais une loi (*loi de la polarisation réelle*), établie directement par l'expérience. J'en déduirai ensuite les conséquences les plus importantes, au point de vue qualitatif et quantitatif.

IV. — Afin de montrer l'existence d'une polarisation réelle des

([1]) *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 288; 1890.

diélectriques soumis à l'action d'un champ électrique, j'ai choisi comme substance l'ébonite de belle qualité.

Pour diverses raisons, on ne pouvait songer à manifester l'état de polarisation en fendant avec une scie un bloc d'ébonite polarisé; aussi ai-je, en quelque sorte, fendu le bloc à l'avance. Pour cela, celui-ci a été constitué par deux lames d'ébonite rectangulaires ayant 1 centimètre d'épaisseur, 7 centimètres et 10 centimètres de côté, rodés avec soin de façon à s'appliquer exactement l'une sur l'autre. Chacune de ces lames possédait un manche en ébonite, dans le prolongement de la lame, garni d'un cylindre de laiton à son extrémité pour ne pas électriser l'ébonite par le contact des doigts. Après avoir désélectrisé les lames en les passant au-dessus d'un réchaud à gaz allumé, on constituait le bloc en les posant l'une sur l'autre, les faces rodées étant en contact, et l'on plaçait le tout horizontalement entre les armatures horizontales d'un condensateur plan A.

Les armatures de ce condensateur débordaient largement le bloc d'ébonite; elles étaient distantes de $3^{cm},6$; leurs faces en regard étaient recouvertes d'une mince feuille d'ébonite pour empêcher la charge du bloc d'ébonite par contact ou par aigrettes.

Par le jeu d'un commutateur de grandes dimensions, les deux armatures de ce condensateur primitivement en communication étaient reliées respectivement aux deux armatures d'une batterie fortement chargée. Le bloc d'ébonite se trouvait ainsi dans un champ uniforme, dont les lignes de forces étaient perpendiculaires aux faces des lames. On laissait agir ce champ pendant un temps qui a varié de 30 à 120 secondes; puis on ramenait, par le jeu du commutateur, les deux armatures de A au même potentiel.

On enlevait aussitôt, par son manche, la lame supérieure, fendant ainsi en deux moitiés le bloc d'ébonite, et l'on portait cette lame dans un petit condensateur plan B, à armatures verticales, juste assez distantes pour qu'on puisse introduire entre elles la lame sans frottement. L'une de ces armatures communiquait avec une conduite de gaz, l'autre avec l'aiguille d'un électromètre ; les quadrants de celui-ci étaient chargés par les deux pôles d'une pile dont le milieu communiquait avec les conduits de gaz.

Aussitôt la lame introduite dans le condensateur B, on voyait l'aiguille dévier ; si alors on introduisait la lame à nouveau, après l'avoir retournée face pour face, on voyait l'aiguille dévier de l'autre

côté du zéro, indiquant ainsi que *les faces de la lame d'ébonite étaient chargées d'électricités contraires*. A chaque nouveau retournement de la lame dans le condensateur B, la déviation de l'aiguille changeait de sens; mais ces déviations devenaient de plus en plus faibles avec le temps et, au bout de trois ou quatre minutes, étaient insensibles.

Dans la plupart des expériences, la lame, au sortir du condensateur A et avant d'être introduite dans B, était placée dans un cylindre de Faraday, constitué par une boîte parallélipipédique en clinquant, juste assez grande pour qu'on puisse y placer la lame sans frottement. Cette boîte, bien isolée, communiquait avec l'aiguille de l'électromètre.

Or, dans plusieurs expériences, la charge totale de la lame, mesurée par ce procédé, fut trouvée insignifiante, tandis qu'après avoir introduit la lame dans le condensateur B on avait, au premier moment, une déviation de toute la longueur de l'échelle.

Dans d'autres expériences, la charge totale de la lame fut trouvée faible, irrégulière comme grandeur et même comme signe et due vraisemblablement à quelques frottements difficiles à éviter; mais presque jamais cette charge totale n'a masqué le premier phénomène indiqué.

Ces expériences ne laissent aucun doute sur l'état de polarisation du bloc d'ébonite, dont la lame représente la moitié.

L'effet observé ne peut être dû à une conductibilité par la surface ou par la masse de l'ébonite; car, dans ce cas, la charge totale de chacune des plaques d'ébonite n'aurait pas été nulle; la plaque située du côté de l'armature positive du condensateur A aurait eu une charge totale négative, et l'autre une charge totale positive, ce qui est contraire au résultat de l'expérience.

Du reste, j'ai fait une mesure de la conductibilité de la plaque d'ébonite [1], qui a montré qu'au degré de précision employé la conductibilité de l'ébonite était nulle. Or cette précision était assez grande pour que la plus grande conductibilité qui aurait pu passer inaperçue, exigeât encore quatre ou cinq minutes de séjour du bloc d'ébonite dans le condensateur A pour obtenir une électrisation superficielle égale à celle qu'on obtenait en une demi-minute de séjour. C'est là une nouvelle preuve que l'effet observé ne peut pas être dû à

[1] Voir, pour le détail de cette mesure, le Mémoire plus étendu que j'ai publié à ce sujet dans les *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. XVIII; 1899, sous le titre : *Polarisation réelle des diélectriques. — Conséquences de cette polarisation.*

la conductibilité : il ne peut être attribué qu'à la polarisation du diélectrique.

V. — Avant d'exposer les conséquences de la polarisation réelle des diélectriques, je crois indispensable de définir ce que j'entends par *pouvoir inducteur spécifique vrai* (K) et *pouvoir inducteur spécifique apparent* (K').

D'une façon générale, dans le système électrostatique [1], le pouvoir inducteur spécifique est égal au rapport de la capacité d'un condensateur, dont la lame isolante est constituée par le diélectrique à la capacité du même condensateur, si le diélectrique est remplacé par le vide.

Cette grandeur ainsi définie est variable pour une même substance solide ou liquide, suivant le temps pendant lequel le condensateur est chargé ou, d'une façon plus générale, suivant le temps pendant lequel le diélectrique reste dans le champ électrique, précisément à cause de la polarisation vraie que prend le diélectrique maintenu dans le champ, comme nous le verrons plus loin, et aussi, souvent, d'une conductibilité appréciable de la substance.

En employant, pour en faire la mesure, des champs alternatifs dont les alternances sont parfaitement symétriques, on trouve des nombres qui vont d'abord en décroissant, à mesure que la durée de la période diminue, mais qui tendent vers une *limite supérieure à l'unité* caractéristique de chaque substance ; c'est cette limite que nous appellerons le *pouvoir inducteur spécifique vrai*, en réservant le nom de *pouvoir inducteur spécifique apparent* au nombre obtenu quand la limite n'est pas atteinte [2].

Voici un exemple de la manière dont varie le pouvoir inducteur

---

[1] En réalité, la définition générale que je donne ci-dessus est celle de la *constante diélectrique*. Le pouvoir inducteur spécifique n'en diffère que par un facteur constant dépendant du système d'unités employé et égal à l'unité pour le système électrostatique ; la distinction entre ces deux grandeurs est sans importance pour ce qui suit.

[2] M. Drude (*Zeitsch. für phys. chemie*, t. XXIII, p. 321 ; 1897) et tout récemment M. Gutton (*Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, t. CXXX, p. 1119 ; 1900) ont montré que le pouvoir inducteur spécifique vrai pouvait augmenter avec la fréquence, comme l'indice de réfraction d'un corps transparent augmente avec la fréquence des radiations qui le frappent : c'est un phénomène de dispersion. Mais il y a un large intervalle entre les fréquences qui donne le pouvoir inducteur spécifique apparent, par suite d'une polarisation ou d'une conductibilité et les fréquences hertziennes qui donnent le pouvoir inducteur spécifique vrai. La définition ci-dessus conserve donc un sens net.

spécifique avec la durée du champ. L'appareil qui m'a servi pour faire ces mesures est celui que j'ai déjà décrit [1]. La substance employée est une lame d'ébonite.

En faisant agir un champ constant pendant plusieurs dixièmes de seconde et en prenant les précautions nécessaires pour se prémunir contre la cause d'erreur due à une électrisation préalable de la lame [2], j'ai obtenu le nombre 2,968 pour une différence de potentiel de 11,3 unités électrostatiques C. G. S. et 2,936 avec une différence de potentiel de 21,1. La façon dont se présentait le phénomène montrait que le nombre allait en croissant pendant la durée même de la mesure. Tandis qu'en employant des champs alternatifs symétriques avec la même lame et le même appareil, j'ai obtenu les nombres plus faibles suivants :

28 périodes par seconde	2,842
68 —	2,839
92 —	2,839

On voit que le pouvoir inducteur spécifique devient constant et égal à 2,839, pour des alternances suffisamment rapides ; j'ai trouvé, en outre, que le nombre est alors indépendant de la valeur du carré moyen de l'intensité du champ. C'est cette limite 2,839 qui est le pouvoir inducteur spécifique vrai de la lame d'ébonite étudiée, tandis que les nombres plus forts obtenus avec un champ, durant quelques dixièmes de seconde, n'en sont qu'un pouvoir inducteur spécifique apparent.

Faisons remarquer que la fréquence du champ alternatif, à partir de laquelle le pouvoir inducteur spécifique atteint sa limite est très variable suivant les substances. Pour le verre, corps doué de conductibilité appréciable, il faut aller jusqu'aux périodes hertziennes ; pour l'acool ou l'eau il faudrait, comme le calcul l'indique, des périodes encore bien plus rapides que pour le verre. Je crois qu'on peut actuellement affirmer que, dans tous les cas où l'on a réussi à atteindre la valeur limite du pouvoir inducteur spécifique d'un corps transparent, c'est-à-dire la valeur du pouvoir inducteur spécifique vrai, on a trouvé cette grandeur très voisine du carré de l'indice de réfraction, comme le veut la théorie électro-magnétique de la lumière.

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 501 ; 1895.

(2) Voir, pour le détail de ces expériences et des suivantes, le Mémoire plus étendu que j'ai publié dans les *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. XVIII ; 1899.

VI. — Je me bornerai ici à indiquer les conséquences les plus importantes de la polarisation réelle des diélectriques, en renvoyant le lecteur, pour leur démonstration, au Mémoire que j'ai publié sous le même titre que cet article dans les *Annales de Chimie et de Physique* (7e série, t. XVIII, p. 150) et à son complément (p. 571).

Considérons une lame d'un diélectrique homogène à faces planes et parallèles, placée entre les armatures planes et parallèles aux faces de la lame d'un condensateur, et supposons la largeur des armatures et de la lame infinie vis-à-vis de la distance des armatures. Désignons par K le pouvoir inducteur spécifique vrai de la lame, par c l'épaisseur de celle-ci, et par α la somme des épaisseurs des espaces vides ou, par approximation, remplis par l'air, qui séparent les faces de la lame de celle des armatures.

Si l'on vient, au temps 0, à charger le condensateur et si l'on maintient une différence de potentiel V entre les armatures, l'intensité de la polarisation nulle au temps 0 prend, au temps t, une certaine valeur j. Désignons, à cette époque t, par σ la densité électrique sur les armatures, par ψ et par φ les intensités du champ dans les espaces vides et dans la lame ; on établit facilement entre ces quantités les relations suivantes :

$$(1)\qquad (c + K\alpha)\,\varphi = V - 4\pi j\alpha$$

$$(2)\qquad (c + K\alpha)\,\sigma = \frac{KV}{4\pi} + cj.$$

Au bout d'un temps infini, qui, pratiquement, peut être assez court, j prend une valeur permanente J. Il est naturel d'admettre que la vitesse de variation de j est une fonction de l'écart $J - j$ entre sa valeur actuelle j et sa valeur finale J. En m'appuyant alors sur la *loi de la superposition*, établie expérimentalement par M. Jacques Curie dans son important Mémoire *sur la conductibilité apparente des diélectriques* (1), j'ai démontré (complément au Mémoire précité, p. 571) que la fonction de $J - j$, qui représente la vitesse de variation $\frac{dj}{dt}$, est simplement la proportionnalité, c'est-à-dire qu'on a :

$$(3)\qquad \frac{dj}{dt} = b\,(J - j), \qquad \text{d'où :} \quad j = J\,(1 - e^{-bt}),$$

b étant une constante caractéristique du diélectrique considéré.

(1) Thèse de Doctorat (chap. VI, p. 30; 1888).

La polarisation finale J est une fonction de l'intensité finale Φ du champ à l'intérieur de la lame. On ne fait aucune hypothèse en posant :

$$J = h\Phi, \tag{4}$$

et en considérant h comme une fonction de Φ. Les expériences de M. J. Curie nous montreront plus loin que, pour les faibles valeurs de Φ, la quantité h est sensiblement constante ; d'autres expériences que j'ai faites montrent qu'au moins dans le cas de l'ébonite, pour des valeurs plus fortes de Φ, la quantité h décroît quand Φ augmente. Du reste, il est fort probable, *a priori*, que la polarisation finale J tend vers une valeur finie, quand le champ Φ tend vers l'infini, comme cela a lieu pour la polarisation magnétique d'un acier ; s'il en est ainsi, h tend vers zéro quand Φ tend vers l'infini.

On déduit sans peine des relations précédentes la valeur de la polarisation j et de la densité électrique σ sur les armatures au temps t:

$$j = \frac{hV(1-e^{-bt})}{c + K\alpha + 4\pi h\alpha} \tag{5}$$

$$\sigma = \frac{V}{c+K\alpha}\left[\frac{K}{4\pi} + \frac{ch(1-e^{-bt})}{c+K\alpha+4\pi h\alpha}\right] \tag{6}$$

qui se simplifient, si les armatures touchent la lame diélectrique, puisqu'alors $\alpha = 0$, et deviennent :

$$j = \frac{hV}{c}(1-e^{-bt}) \tag{5 bis}$$

$$\sigma = \frac{V}{c}\left[\frac{K}{4\pi} + h(1-e^{-bt})\right]. \tag{6 bis}$$

Si le diélectrique était incapable de se polariser, h serait nul, et la relation (6 *bis*) donnerait la relation bien connue $\sigma = \frac{KV}{4\pi c}$.

VII. — Comparons les relations précédentes avec les expériences de M. Jacques Curie sur la conductibilité apparente des diélectriques [1].

Comme dans les expériences de M. Curie, la lame remplissait exactement l'intervalle compris entre les armatures ; la densité σ est donnée par la relation (6 *bis*), d'où, pour la charge m de ces arma-

[1] *Loc. cit.*

tures d'étendue S,

$$m = S\sigma = \frac{SV}{c}\left[\frac{K}{4\pi} + h\,(1 - e^{-bt})\right], \tag{7}$$

m varie avec le temps, et sa dérivée $\frac{dm}{dt}$ représente l'intensité i du courant de charge du condensateur étudié expérimentalement par M. Jacques Curie.

Or, on tire de (7) :

$$i = \frac{dm}{dt} = \frac{SVhb}{c}\,e^{-bt} \tag{8}$$

On voit, d'après (8), que i varie en raison inverse de l'épaisseur c de la lame, ce qui est une des lois expérimentales établies par M. Jacques Curie. D'autre part, ce physicien a trouvé que, pour V variant de 1 volt à 300 volts, i est proportionnel à V ; la relation (8) nous montre qu'il faut, pour cela, que h soit indépendant de V et, par conséquent, du champ final J. Mais M. J. Curie n'ayant employé que des champs faibles, on ne peut étendre cette conclusion aux champs intenses.

Enfin j'ai montré dans le Mémoire des *Annales* que la loi exponentielle relative au temps fournie par la relation (8) s'accorde aussi bien avec les résultats expérimentaux de M. Curie que la loi empirique qu'il a indiquée, si l'on tient compte d'un léger défaut inévitable d'isolement.

VIII. — La relation (7) donne, pour la capacité du condensateur, quand les armatures touchent le diélectrique, la valeur :

$$C = \frac{S}{c}\left[\frac{K}{4\pi} + h\,(1 - e^{-bt})\right]. \tag{9}$$

Si le vide existait entre celles-ci, la capacité serait :

$$C' = \frac{S}{4\pi c}. \tag{10}$$

Le rapport $\frac{C}{C'}$ est, par définition, le pouvoir inducteur spécifique de la lame, qui, si t n'est pas infiniment petit, est le pouvoir inducteur spécifique apparent K'. On a donc pour cette grandeur :

$$K' = K + 4\pi h\,(1 - e^{-bt}). \tag{11}$$

Si, comme dans la plupart des dispositifs pour mesurer le pouvoir inducteur spécifique, le diélectrique ne touche pas les armatures, les relations indiquées plus haut fournissent pour le pouvoir inducteur spécifique apparent K′ la relation

$$(12)\qquad \frac{K'}{c + K'\alpha} = \frac{K}{c + K\alpha} + \frac{4\pi ch\,(1 - e^{-bt})}{(c + K\alpha)\,(c + K\alpha + 4\pi h\alpha)},$$

qui se réduit bien à la relation (11), pour $\alpha = 0$.

Les relations (11) et (12) donnent, pour $t = 0$, $K' = K$, comme cela doit être. Elles montrent que, si t augmente indéfiniment, le pouvoir inducteur spécifique apparent tend vers une valeur finie K_1 :

$$K_1 = K + 4\pi h$$

$$(13)\qquad \frac{K_1}{c + K_1\alpha} = \frac{K}{c + K\alpha} + \frac{4\pi ch}{(c + K\alpha)\,(c + K\alpha + 4\pi h\alpha)}.$$

Comme K_1 est facile à obtenir par expérience, dans le cas des diélectriques dépourvus de conductibilité appréciable (paraffine, ébonite, soufre, mica, etc.), les relations (13) fourniront la valeur de h pour ces substances.

Si on emploie les différences de potentiel sinusoïdales

$$V = a \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

pour faire la mesure du pouvoir inducteur spécifique, les relations fondamentales conduisent à la relation suivante entre le pouvoir inducteur spécifique apparent K′ et le pouvoir inducteur spécifique vrai K :

$$(14)\ \frac{K'^2}{(c + K'\alpha)^2} = \frac{K^2}{(c + K\alpha)^2} + \frac{8\pi chb^2T^2\,[2\pi ch + K\,(c + K\alpha + 4\pi h\alpha)]}{(4\pi^2 + b^2T^2)\,(c + K\alpha + 4\pi h\alpha)^2\,(c + K\alpha)^2},$$

qui fournit bien encore $K' = K$, si la période T devient infiniment petite, comme cela doit être.

IX. — Les phénomènes de résidus présentés par les condensateurs s'expliquent aisément par les relations précédentes. Supposons qu'au temps θ, pendant que la polarisation est $\mathcal{J}'$, on ramène à zéro la différence de potentiel des armatures en les faisant communiquer pendant un temps très court, puis qu'on les isole ; la charge par unité de surface σ' que possèdent, après ce contact, les armatures, n'est pas nulle, car elle est donnée par la relation (2), dans laquelle il faut

faire $V = o$, c'est-à-dire par :

$$(c + K\alpha)\,\sigma' = cj'. \tag{15}$$

Ainsi σ' n'est pas nul et est positif sur l'armature primitivement au plus haut potentiel : la mise en communication des deux armatures ne les a pas complètement déchargées; il reste de l'électricité positive sur l'armature primitivement positive, de l'électricité négative sur l'autre.

Mais, à partir du moment où les armatures ont été mises en communication, la polarisation j va diminuer; car, à ce moment, dans la lame diélectrique, le champ électrique est renversé ou nul, suivant que α est différent de zéro ou nul, comme le montre la relation (1) dans laquelle il faut faire $V = o$. Il en résulte que la différence de potentiel V des armatures va aller en croissant, à partir de zéro, dès qu'elles sont isolées de nouveau ; cette différence de potentiel V étant à chaque instant donnée par la relation (2) :

$$KV = 4\pi\,(c + K\alpha)\,\sigma' - 4\pi cj,$$

qui, en vertu de (15), peut s'écrire :

$$KV = 4\pi c\,(j' - j). \tag{16}$$

Comme $j' - j$ est positif et va en croissant avec le temps à partir de zéro, il en est de même de V ; l'armature, primitivement au plus haut potentiel, reprend un potentiel plus élevé que l'autre, d'où une nouvelle décharge du condensateur, si on les réunit ; c'est le phénomène du résidu.

Du reste, on peut facilement trouver, d'après les considérations précédentes, comment varie V en fonction du temps, après un premier contact des armatures au temps θ. Si celles-ci touchent le diélectrique, on obtient la relation :

$$V = V_0\,\frac{4\pi h\,(1 - e^{-b\theta})\left[1 - e^{-\frac{b\,(4\pi h + K)\,(t - \theta)}{K}}\right]}{4\pi h + K}, \tag{17}$$

V_0 étant la différence de potentiel constante des armatures avant le contact. Au bout d'un temps infini, on aurait pour V une valeur V_1, donnée par :

$$V_1 = V_0\,\frac{4\pi h\,(1 - e^{-b\theta})}{4\pi h + K}. \tag{18}$$

X. — En résumé, on voit qu'il s'introduit dans l'étude des diélectriques, outre le pouvoir inducteur spécifique vrai K, qu'on peut déterminer au moyen de champs alternés de période suffisamment courte, une nouvelle constante b qui caractérise la vitesse avec laquelle la polarisation se rapproche de sa limite (relation 3) et une fonction h du champ, sensiblement constante pour de faibles champs, qui caractérise la grandeur de la polarisation limite dans un champ donné.

La manière la plus exacte de déterminer h me paraît être de mesurer le pouvoir inducteur spécifique apparent K' en maintenant un champ constant assez longtemps pour que K' ait atteint sa limite supérieure K_1 ; les relations (13) fournissent alors la valeur de h.

Les mêmes expériences, en déterminant le pouvoir inducteur spécifique apparent K', à une époque t convenable pour que K' soit notablement différent de sa limite inférieure K et de sa limite supérieure K_1, feront ensuite connaître b d'après les relations (11) ou (12).

Les constantes ou grandeurs K, h et b étant déterminées, on pourra expérimentalement vérifier l'exactitude des relations (7), (8), (9), (14), (17) et (18), ce qui fournira autant de preuves de l'exactitude de la théorie qui vient d'être exposée, et qui est entièrement fondée sur l'expérience sans hypothèse autre que de considérer la vitesse de polarisation à un moment donné dans un champ constant, comme uniquement fonction de l'écart entre la polarisation finale et la polarisation actuelle [1].

---

[1] Le mémoire précédent était imprimé quand a paru, dans les *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.* (p. 1182), une note de M. F. Beaulard, qui donne, comme conclusion de ses expériences, qu'il n'existe pas d'*hystérésis électrique* dans les diélectriques, mais simplement de la *viscosité électrique*, autrement dit, qu'il n'existe pas de polarisation persistant indéfiniment en dehors du champ électrique, mais seulement une polarisation qui disparaît plus ou moins lentement en dehors du champ. C'est exactement ce qui résulte des expériences de M. Bouty, sur le mica, et des miennes, sur l'ébonite. Le résultat trouvé par M. F. Beaulard pouvait donc être prévu; mais, comme ses expériences ont porté sur une troisième substance, la diélectrine, elles n'en sont pas moins une confirmation utile de la théorie exposée dans ce mémoire, ainsi que les expériences analogues et antérieures de MM. Porter et Morris, sur la paraffine, rappelées par M. Beaulard.

SUR LES FAUX ÉQUILIBRES CHIMIQUES;

Par M. L. MARCHIS.

Dans son traité de *Mécanique chimique fondée sur la thermodynamique* [1], M. Duhem expose, sous le nom de théorie des faux équilibres chimiques, une théorie qui permet de classer les nombreux faits auxquels a conduit l'étude de la formation et de la décomposition des composés chimiques sous l'action de la chaleur. Cette théorie a reçu et reçoit tous les jours d'éclatantes vérifications expérimentales, qui en font une des parties les plus importantes de la chimie physique. Un exposé élémentaire sera, je l'espère, utile aux chimistes, soit au point de vue de l'enseignement, soit au point de vue de la direction à imprimer à des recherches nouvelles.

Équilibre chimique. — Considérons un système A susceptible de se transformer en un système B avec dégagement de chaleur; inversement, le système B se transformera dans le système A avec absorption de chaleur. Représentons la transformation exothermique de A en B par le symbole A ⤞ B; cette transformation peut être une *combinaison*, une *décomposition* ou une *double décomposition*.

Enfermons le système A + B dans un tube scellé que nous portons à différentes températures. A un instant donné, le tube renferme une masse m de B : soit M la masse la plus grande de B qui puisse exister dans le système. Posons :

$$x = \frac{m}{M};$$

x est une quantité variable d'une manière continue de 0 à 1.

Supposons qu'au début d'une expérience faite à la température T la valeur de x soit nulle. Maintenons le tube scellé des temps variables à cette température T, et déterminons la composition du système A + B, à certains intervalles de temps. La valeur de x va en augmentant; mais ses accroissements diminuent avec le temps de séjour, de telle sorte qu'au bout d'un temps suffisamment long ils deviennent inappréciables par l'expérience; x reste constant, quelle

[1] P. DUHEM, *Traité de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique*, t. I, p. 201 et suiv. Paris, Hermann, 1897.

que soit la durée de séjour de A + B à la température T. *On dit alors que le système* A + B *est en équilibre à la température* T.

Prenons deux axes rectangulaires Oα (ordonnées); OT (abscisses); l'état du système A + B au moment de l'équilibre est représenté dans le plan TOα par le point M.

Lois fondamentales données par la thermodynamique. — Lorsque la température T varie, α prend diverses valeurs. Au sujet de ces variations, la thermodynamique conduit à énoncer les lois suivantes :

Première loi. — *A chaque température, il y a une valeur limite d'équilibre de* α, *et il n'y en a qu'une.*

Deuxième loi. — *Si la transformation* A ⟹ B *est exothermique* (¹), *à toutes les températures, les valeurs limites de* α *décroissent constamment, à mesure que la température s'élève.*

Dans le plan TOα, le lieu du point M est une courbe EE′, qui descend de droite à gauche (*fig.* 1).

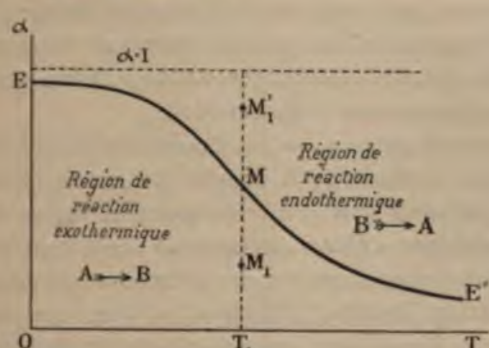


FIG. 1.

Troisième loi ou loi de Moutier (²). — *A gauche et au-dessous de la courbe* EE′ *se trouve la région de réaction exothermique ; à droite et au-dessus de la courbe* EE′ *se trouve la région de réaction endothermique.*

Soit une ordonnée T_1, qui coupe la courbe EE′ au point M et un point M_1 situé sur cette ordonnée *au-dessous* du point M ; il corres-

(¹) Si la transformation A ⟹ B n'était pas exothermique à toutes les températures, il faudrait changer notre mode de représentation ; nous laissons ici ce cas de côté.

(²) J. MOUTIER, *Bulletin de la Société philomathique*, 3ᵉ série, t. I, p. 39 et 96 ; 1877.

pond à une composition α_1 de A + B. Supposons que ce mélange de composition α_1 soit maintenu à la température T_1 des temps de plus en plus longs, la transformation A ⟹→ B se produit ; le point figuratif s'élève sur l'ordonnée T_1 de M_1 en M ; lorsque ce point figuratif coïncide avec M, il ne bouge plus, l'équilibre du système A + B est obtenu. Inversement, soit un point M'_1 (α'_1, T), situé sur l'ordonnée T_1 *au-dessus* de M ; le système A + B maintenu à T_1 se transforme dans le sens B ⟹→ A, et le point figuratif s'abaisse sur l'ordonnée T_1 de M'_1 en M, où il reste en équilibre.

L'état d'équilibre est la limite commune de deux réactions inverses. — L'état d'équilibre M est, à une température déterminée, le point unique où parvient le point figuratif de l'état du système. On peut donc dire que :

A une température déterminée, l'état d'équilibre est la limite commune de deux réactions inverses.

Les propositions que nous venons d'énoncer ont reçu de l'expérience des confirmations remarquables, que nous allons maintenant indiquer, en spécifiant si la transformation exothermique A ⟹→ B est une combinaison ou une décomposition.

Combinaison exothermique. — Si la transformation A ⟹→ B est une *combinaison*, l'allure de la courbe EE′ nous apprend qu'au moment de l'équilibre il doit exister de moins en moins du corps B quand la température s'élève. *Le composé exothermique* B *doit se dissocier de plus en plus, à mesure que la température s'élève.*

H. Sainte-Claire Deville (1), le premier, dans ses immortelles recherches sur la dissociation, prouva que certains composés fortement exothermiques, comme H^2O, SO^2, CO, CO^2, HCl, étaient de plus en plus dissociés à des températures de plus en plus élevées. Dans des recherches récentes sur H^2S, M. H. Pelabon (2) a montré qu'en chauffant à 440° en tube scellé, soit un mélange primitivement composé d'hydrogène et de soufre ($\alpha = 0$), soit un système formé uniquement au début de H^2S ($\alpha = 1$), *on parvient à la même valeur limite* : $\alpha = 0,96$.

Décomposition exothermique. — Si la transformation A ⟹→ B est

---

(1) H. Sainte-Claire Deville, *Leçons sur la Dissociation* (*Leçons de la Société chimique*, t. IV, p. 295); — Voir aussi, dans le *Dictionnaire de chimie pure et appliquée* de Ad. Würtz, l'article *Dissociation* dû à Debray.

(2) H. Pelabon, *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 5e série, t. III ; 1898.

une *décomposition*, il résulte de l'allure de la courbe EE′ qu'au moment de l'équilibre il doit exister de moins en moins du système B quand la température s'élève. *Le composé endothermique* A *doit se former de plus en plus au sein du système chauffé, à mesure que la température devient de plus en plus élevée.*

L'oxyde d'argent (composé endothermique) se forme à la température de 1.400° C., comme l'ont prouvé MM. Troost et Hautefeuille [1] au moyen du tube chaud et froid. M. Ditte [2] a montré qu'aux températures voisines de 500° C., H^2Se prend naissance quand on chauffe en vase clos du sélénium et de l'hydrogène. MM. Troost et Hautefeuille [3] ont prouvé, au moyen de l'appareil à tubes chaud et froid, qu'aux températures très élevées l'oxygène se transforme spontanément en ozone, transformation qui ne peut se produire spontanément aux basses températures. La décomposition de l'acide hyperruthénique en bioxyde de ruthénium et oxygène dégage de la chaleur; la formation de l'acide hyperruthénique aux dépens du bioxyde de ruthénium et de l'oxygène, impossible aux basses températures, se produit aux températures très élevées, comme l'ont prouvé Joly et Debray [4].

M. Pelabon [5] a étudié l'hydrogène sélénié; en partant, d'une part, de H^2Se pur ($\alpha = 0$) et, d'autre part, du système $H^2 + Se$ ($\alpha = 1$), il a construit deux courbes donnant les valeurs limites de α à des températures variant entre 350° et 660°; il a constaté que ces deux courbes, l'une relative à la transformation $H^2Se \Rrightarrow H^2 + Se$, l'autre relative à la transformation $H^2 + Se \Rrightarrow H^2Se$, ne peuvent être distinguées l'une de l'autre et ont, toutes deux, l'allure de la courbe EE′. Il a déduit de ces expériences l'équation de cette courbe, qui se présente sous la forme :

$$\frac{m}{T} + n \log \text{nep}\, T + p = \log \text{nép} \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \tag{1}$$

dans laquelle m, n, p sont des constantes, et T la température exprimée au moyen de l'échelle absolue.

---

(1) TROOST et HAUTEFEUILLE, *C. R.*, t. LXXXIV, p. 946; 1877.
(2) DITTE, *C. R.*, t. LXXIV, p. 980; 1872.
(3) TROOST et HAUTEFEUILLE, *C. R.* (*loc. cit.*).
(4) DEBRAY et JOLY, *C. R.*, t. CVI, p. 100 et 328; 1888.
(5) H. PELABON, *Sur la dissociation de* H^2Se. Thèse présentée en 1898 à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Paris, Hermann), p. 43 à 57.

D'un autre côté, en traitant l'hydrogène et l'hydrogène sélénié comme des gaz parfaits, la thermodynamique permet de calculer [1] la chaleur de formation de H^2Se à une température T, à partir de la formule (1) en fonction des constantes m et n. En faisant ce calcul pour T = 280° Abs., M. Pelabon a trouvé, en désignant par P le poids moléculaire de H^2Se et par L sa chaleur de formation :

$$PL = 17.300 \text{ petites calories.}$$

Or, par des méthodes calorimétriques directes, Fabre a trouvé 18.000 petites calories; l'accord entre le résultat de la théorie et celui de l'expérience est satisfaisant, si l'on considère les hypothèses) faites pour calculer le premier nombre.

M. A. Jouniaux [2] a fait une vérification analogue en étudiant l'action de HCl sur Ag et l'action inverse de H sur AgCl. Ainsi, à 650°, la limite de la transformation AgCl + H ⟶ Ag + HCl est $\alpha = 0{,}0591$, et la limite de la transformation inverse est $\alpha = 0{,}0541$; à 700°, ces deux limites ont pour valeur : la première (AgCl + H), 0,0486, et la seconde (Ag + HCl), 0,0508.

Il n'y a pas concordance à toutes les températures entre l'expérience et la théorie thermodynamique. — Les expériences précédentes nous montrent que les transformations du système A + B obéissent aux lois posées par la thermodynamique. Mais cette concordance entre la théorie et l'expérience *n'existe pas à toutes les températures ;* aux températures peu élevées se produisent des phénomènes que la théorie ne prévoit pas. La décomposition de l'eau absorbe de la chaleur : lors donc que l'on élève la température d'un mélange d'oxygène, d'hydrogène et de vapeur d'eau, la vapeur d'eau doit se dissocier de plus en plus; or, si nous prenons un mélange d'oxygène et d'hydrogène, et si nous en élevons graduellement la température, nous n'y déterminons tout d'abord aucune réaction chimique; puis tout à coup, lorsque la température atteint environ 500°, la plus grande partie du mélange passe avec explosion à l'état de vapeur d'eau. La formation de l'ozone aux dépens de l'oxygène absorbe de la chaleur ; l'ozone doit donc être d'autant plus stable que la température est plus élevée ; or il suffit de chauffer à 100° de l'oxygène ozonisé pour y faire disparaître toute trace d'ozone.

---

(1) Ce calcul est fait complètement dans la thèse de M. Pélabon (p. 65 à 74).
(2) A. Jouniaux, *C. R.*, t. CXXIX, p. 883 ; 1899.

C'est en vue de rendre compte de tels faits d'exception que M. Duhem a proposé sa théorie des faux équilibres chimiques ; elle conduit à la représentation graphique suivante.

Division du plan $TO\alpha$ *en trois régions*. — Dans le plan $TO\alpha$, outre la courbe EE', traçons deux autres courbes, FC et *f*C, qui se raccordent en C avec EE'. Le plan est alors divisé en trois régions qui possèdent les propriétés suivantes (*fig*. 2).

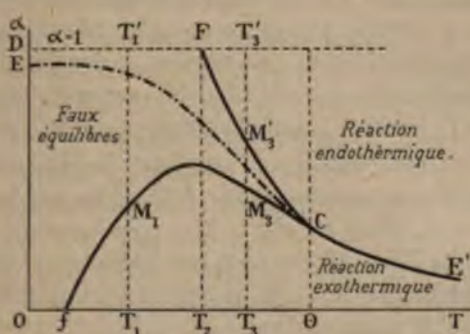


Fig. 2.

Considérons l'ordonnée $T_1T'_1$, qui coupe en M_1 la ligne *f*C ; chauffons le système (A + B) en tube scellé à cette température. Le point figuratif de l'état du système part, par exemple, du point T_1 ($\alpha = 0$), s'élève sur l'ordonnée $T_1T'_1$ et ne s'arrête que lorsqu'il *coïncide avec le point* M_1 ; ce point figure donc un *état d'équilibre du système*. La courbe *f*C semble donc posséder la propriété fondamentale d'équilibre définie pour la courbe EE'. Mais voici en quoi diffèrent ces deux courbes. Chauffons à la température T_1 un système A + B de composition représentée par m'_1 situé *au-dessus* de M_1 ; quel que soit le temps de chauffe, la composition du système ne change pas, le point m'_1 reste invariable, *l'équilibre est établi*. Tous les systèmes A + B, dont les compositions sont représentées par les points compris entre M_1 et T'_1 jouissent de la même propriété ; ils ne sont pas modifiés par un séjour, si grand qu'il soit, à la température T_1. *L'état d'équilibre figuré par* M_1 *ne peut donc pas être considéré comme la limite commune de deux réactions inverses ; il en est de même de tous les points de la ligne f*C ; *la transformation* A ⟶ B *est seule susceptible d'amener le système en un des états d'équilibre figurés par les points de courbe.*

Supposons que le système, au lieu d'être chauffé à la température $T_1 < T_2$, soit chauffé à la température $T_3 > T_2$. L'ordonnée $T_3T'_3$ coupe fC en M_3, FC en M'_3. Le point figuratif de la composition du système coïncide d'abord avec T_3 ($\alpha = 0$) ; la durée du temps de chauffe augmentant de plus en plus, le point figuratif s'élève sur $T_3T'_3$ de T_3 en M_3 ; lorsqu'il coïncide avec M_3, le système est en *équilibre*. Mais, au lieu de partir au début de T_3, le point figuratif peut partir de T'_3 ($\alpha = 2$). Le temps de chauffe augmentant, le système, au lieu de rester en équilibre, comme cela serait arrivé si le point figuratif avait été en T''_1, se transforme dans le sens B ⟶ A : le point figuratif de la composition du système s'abaisse sur l'ordonnée T_3 de T'_3 en M'_3 ; lorsqu'il coïncide avec M'_3, il y a *équilibre*.

Ainsi, à la température T_3, le système A + B peut parvenir à l'équilibre soit par la transformation A ⟶ B, soit par la transformation B ⟶ A. *Mais les deux états d'équilibre ne sont pas identiques;* les points M_3 et M'_3 ne sont pas confondus. Enfin les points de $T_3T'_3$ compris entre M_3 et M'_3 jouissent de la propriété d'équilibre des points de $T_1T'_1$ compris entre M_1 et T'_1. On voit donc que les équilibres de M_3, M'_3 ont bien des caractères différents : *la transformation* A ⟶ B *amène seule le système dans l'état d'équilibre* M'_3 ; *la transformation* B ⟶ A *l'amène seule dans l'état d'équilibre* M_3.

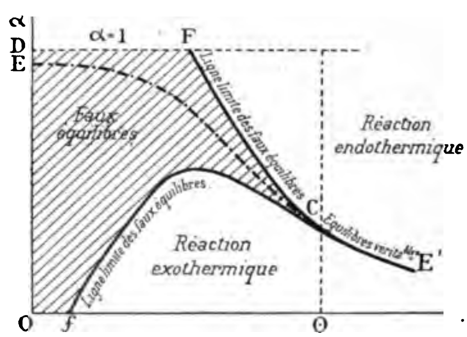


Fig. 3.

Aux températures de plus en plus élevées, les deux états d'équilibre M_3 et M'_3 se rapprochent. Enfin, à partir de la température Θ correspondant au point C, les deux équilibres limites sont confondus ; la *courbe unique* CE' possède les deux propriétés que nous avons étudiées.

Ainsi, *à une température inférieure à* Θ, le système A + B, chauffé à volume constant, peut avoir, à une même température, une infinité d'états d'équilibre définis par les points de la région couverte de hachures O*f*CD (*fig.* 3); aucun de ces états d'équilibre n'est la limite commune de deux réactions de sens inverses; aucun d'eux n'est prévu par la thermodynamique. Au contraire, *à une température supérieure à* Θ, le système A + B chauffé à volume constant ne peut avoir, à une même température, qu'un seul état d'équilibre, limite commune de deux réactions inverses; l'existence de cet état d'équilibre est prévue par la thermodynamique.

Équilibres véritables. — Faux équilibres. — C'est pour distinguer ces deux sortes d'états d'équilibre que nous désignerons par *équilibres véritables* les équilibres prévus par la thermodynamique, équilibres figurés par les points d'une courbe; et par *faux équilibres* les équilibres non prévus par la thermodynamique, équilibres représentés par les points d'une région. Les lignes *f*C, FC sont appelées des *lignes limites de faux équilibres;* le système A + B, chauffé à volume constant, ne peut se transformer que d'un côté de ces lignes. La ligne EE′ des véritables équilibres ne peut être construite, au moyen des données de l'expérience, qu'à une température supérieure à Θ; la partie de cette courbe, relative aux températures inférieures à Θ, s'obtient en *prolongeant graphiquement* la première courbe.

Expériences de M. H. Pélabon sur l'hydrogène sélénié. — M. H. Pelabon [1] a déterminé expérimentalement les formes des courbes *f*C, FC, CE′ (*fig.* 4).

Afin d'être bien certain d'avoir un état d'équilibre, M. Pelabon a maintenu le système étudié parfois pendant un mois à une même température. Cette précaution n'a pas été superflue, car M. Max Bodenstein [2] a prétendu, dans ces derniers temps, que M. Pelabon n'avait pas atteint, dans chacune de ses expériences, la limite de la réaction étudiée et que là était l'origine de l'existence de deux états d'équilibre distincts, constatés à toute température inférieure à Θ (ici 350° environ). Il n'y a qu'à se reporter aux nombres de la thèse de M. Pelabon pour se convaincre de l'existence de ces deux états d'équilibre.

D'ailleurs, M. A. Jouniaux [1] a retrouvé les mêmes résultats en

[1] H. Pelabon, *Thèse de doctorat* (*loc. cit.*)
[2] Max Bodenstein, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 1899.
[3] A. Jouniaux, *C. R.*, CXXIX, p. 883; 1899.

étudiant l'action de HCl sec sur l'argent et l'action inverse de l'hydrogène sur AgCl. La transformation exothermique est :

$$Ag + HCl \rightarrow AgCl + H.$$

La réaction ne commence que vers 400°; lorsque l'équilibre est atteint, on trouve, pour α, les valeurs 0,059, 0,0705, 0,072 aux

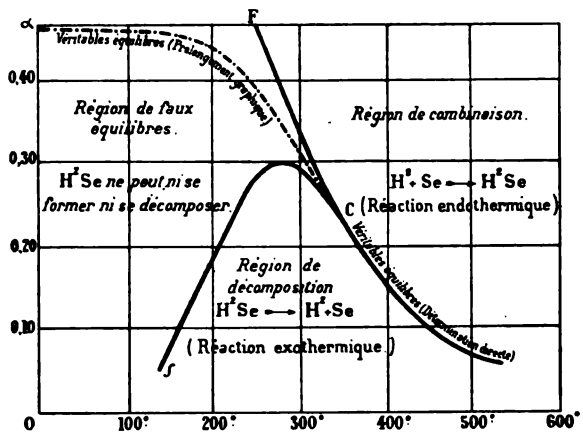


FIG. 4.

températures respectives de 490°, 530°, 600°. La réaction inverse $AgCl + H \rightarrow Ag + HCl$, insensible à 200° ($\alpha = 1$), très faible à 255° ($\alpha = 0,95$), a une limite α qui décroît rapidement; elle a les valeurs 0,2412, 0,1112, 0,092, 0,0785, 0,072 à 350°, 440°, 490°, 350°, 600°. M. Jouniaux a d'ailleurs souvent pris soin de chauffer les systèmes pendant cinq ou six semaines, afin d'être bien assuré de l'équilibre. La construction des courbes donnant ici les valeurs de α à diverses températures redonne des courbes analogues à celles de M. Pelabon.

Formes des lignes fC, FC, CE′ *que l'on rencontre le plus souvent.* — Les formes des courbes fC, FC, CE′ varient avec la nature des systèmes étudiés. Voici un cas que l'on rencontre très souvent : Supposons que la ligne des équilibres véritables diffère très peu de la droite $\alpha = 1$ à partir de la température ordinaire jusqu'à une température Θ_1 supérieure à Θ, puis qu'au-delà de Θ_1 cette ligne se mette à descendre, nous avons la figure 5; elle est obtenue en déformant les figures précédentes de manière à relever une partie CB de la courbe CE′

et à la confondre sensiblement avec $\alpha = 1$. Cette déformation a pour effet de faire disparaître presque entièrement la ligne FC.

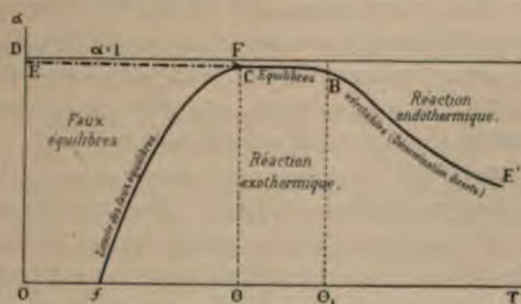


Fig. 5.

Il en résulte qu'à toute température inférieure à Θ on n'observe *que la transformation* A ⟶ B, *et jamais la transformation inverse*. A une température *inférieure* à celle du point f, on n'observe *aucune transformation;* entre les températures f et Θ, les valeurs limites de α, qui caractérisent l'équilibre, sont d'autant plus grandes que la température est plus élevée; entre les températures Θ et Θ_1, tout état de véritable équilibre correspond à la transformation complète de A en B; la réaction inverse B ⟶ A est pratiquement impossible; au-dessus de la température Θ_1, les véritables équilibres redeviennent la limite commune de deux réactions inverses.

Combinaison exothermique. — L'expérience vérifie ces déductions de la théorie. M. Pelabon [1] a étudié la transformation exothermique

$$H^2 + S \longrightarrow H^2S.$$

Il a trouvé les nombres suivants :

$$f = 215^\circ \text{ C.}$$
$$\Theta = 360^\circ \text{ C.}$$
$$\Theta_1 = 430^\circ \text{ C.}$$

MM. A. Gautier et Hélier [2] ont étudié sous la pression constante de l'atmosphère la transformation $H^2 + O \longrightarrow H^2O$. Ils ont trouvé pour f une température voisine de 180° C.; en produisant

[1] Pelabon, *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux* (*loc. cit.*).

[2] A. Gautier et H. Hélier, *C. R.*, t. CXXII, p. 566; 1896; — H. Hélier, *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. X, p. 521; 1897.

la réaction dans un tube de porcelaine rempli de fragments de porcelaine, ils ont pu suivre la combinaison jusqu'à 825° C. sans obtenir d'explosion. Dans cet intervalle de température la combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène est limitée; la valeur limite α croît avec la température. Aux températures comprises entre 180° et 825°, la vapeur d'eau, soit seule, soit mélangée à une certaine quantité de gaz tonnant est indécomposable; la transformation $H^2 + O \rightarrow H^2O$ n'est donc pas limitée par la réaction inverse, mais par un domaine de faux équilibres. Cet intervalle de température (180° — 825°) se trouve tout entier au-dessous de Θ; plus haut dans l'échelle des températures et probablement vers 1.000°, se trouve la température Θ_1, à partir de laquelle on se trouve dans la région de dissociation de la vapeur d'eau, objet des recherches de Sainte-Claire Deville. D'après les recherches de M. Hélier, la valeur de α qui à une température inférieure à Θ limite la transformation, change lorsque le mélange renferme un excès de l'un des gaz composants ou lorsqu'il contient un gaz inerte, de l'azote par exemple.

M. H. Hélier est parvenu à des résultats analogues, en étudiant la transformation :

$$CO + O \rightarrow CO^2.$$

Décomposition exothermique. — Ozone. — Pour l'oxygène ozonisé, la température ordinaire est déjà supérieure à la température Θ; à cette température, plus rapidement à 100°, plus rapidement encore à 200°, l'ozone subit une destruction, que l'on peut regarder comme complète; nous connaissons, d'autre part, la transformation directe, mais partielle, de l'oxygène en ozone à des températures voisines de 1.200°; ces températures sont donc supérieures à Θ_1.

Trichlorure de silicium. — La transformation

$$2SiCl^6 \rightarrow 3SiCl^4 + Si$$

est exothermique. Les recherches de MM. Troost et Hautefeuille [1] ont conduit aux résultats suivants. A 250°, la transformation précédente n'a pas lieu, pas plus que la transformation inverse; à 350°, elle est très faible; mais elle s'accentue lorsque la température s'élève, et, à 800°, la décomposition du Si^2Cl^6 est presque complète. Au con-

---

[1] Troost et Hautefeuille, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. VII, 1876.

traire à 1.000°, la décomposition de Si^2Cl^6 n'est plus que partielle; d'autre part, à cette température, le $SiCl^4$ se combine partiellement au silicium pour donner Si^2Cl^6.

Double décomposition exothermique. — M. Hélier[1] a étudié la transformation :

$$CH^4 + 4O \longrightarrow CO^2 + 2H^2O.$$

Il a trouvé des limites qui croissent avec la température; l'acide carbonique étant indécomposable dans les conditions des expériences, ces limites confinent à un domaine de faux équilibres.

Faux équilibres aux températures très basses. — Pour certains systèmes, l'état de faux équilibre chimique ne peut être obtenu qu'en abaissant extrêmement la température; c'est ce qu'a constaté M. R. Pictet[2]. A — 125° C., on peut comprimer fortement un mélange d'acide sulfurique congelé et de soude caustique sans qu'aucune réaction se produise; la combinaison n'a pas lieu tant que la température est inférieure à — 80° C. ; à cette température, elle se produit brusquement avec un grand dégagement de chaleur. L'acide sulfurique et la potasse demeurent en équilibre à — 90° C. ; l'acide sulfurique et une solution ammoniacale, à — 65° C. ; à — 120° C. l'acide sulfurique et l'acide chlorhydrique laissent sa couleur bleue au tournesol; le tournesol vire brusquement au rouge à — 110° C. avec HCl, à — 105° C. avec SO^4H^2. Il faut remarquer toutefois que certains de ces systèmes ne sont pas, aux températures réalisées par M. Pictet, des systèmes en équilibre, mais seulement des systèmes où se produit une réaction extrêmement lente.

Le point de réaction. — Prenons, à très basse température, un système à l'état de faux équilibre, et élevons graduellement sa température; à un certain moment, le système cessera d'être en faux équilibre, et une réaction s'y produira. La température à laquelle un système donné cesse d'être à l'état de faux équilibre et devient le siège d'une modification chimique se nomme le *point de réaction de ce système.* Ainsi le point de réaction d'un système qui renferme de l'hydrogène et de l'oxygène sans trace de vapeur d'eau, est voisin de 180° C. Pour certains systèmes, le point de réaction peut être une température très basse; nous avons vu que le point de réaction de HCl

(1) H. Hélier (*loc. cit.*).
(2) R. Pictet, *C. R.*, t. CXV, p. 814; 1892.

et du tournesol était — 110° C.; pour certains autres systèmes, au contraire, ce point de réaction correspond à une température extrêmement élevée; de ce nombre est le système formé par un mélange d'hydrogène et d'azote. La transformation $Az + H^3 \rightarrow AzH^3$ est exothermique; si donc un mélange de ces trois gaz, maintenus soit sous pression constante, soit sous volume constant, était à l'état de véritable équilibre, la combinaison y serait sensiblement complète à basse température; c'est seulement à température élevée que AzH^3 présenterait une dissociation appréciable; en fait, un mélange de Az et de H, contenant ou non AzH^3, peut être maintenu à l'état de faux équilibre, presque à toutes les températures que produisent nos foyers; ce n'est qu'aux températures très élevées, engendrées par des étincelles électriques très chaudes, que la combinaison commence à se produire.

Point de réaction dans la phosphorescence du phosphore. — Études de M. Joubert. — Considérons un espace renfermant de l'oxygène et de la vapeur saturée de phosphore en présence d'un excès de phosphore. L'oxygène et le phosphore peuvent se combiner soit rapide-

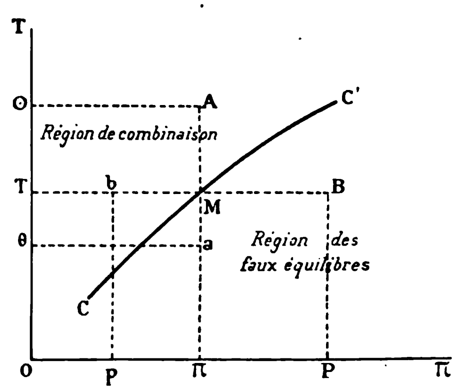


FIG. 6.

ment (combustion du Ph), soit lentement, ce qui produit la phosphorescence [1]. *En un tel système il existe un point de réaction;* au-dessous de cette température, il n'y a pas de réaction; au-dessus, se produit la phosphorescence, puis la combustion. Ce point de réaction n'est pas fixe; il dépend de la pression que le système supporte; il s'élève

[1] JOUBERT, *Annales de l'École Normale*, 2e série, t. III, p. 209; 1874.

avec la température. Prenons pour abscisses les pressions Π (*fig.* 6), pour ordonnées les températures T. A chaque pression Π correspond un point de réaction T; le point M (Π,T) a pour lieu une certaine courbe CC'. Cette courbe partage le plan en deux régions. Prenons un point *a* (Π,Θ), ce point représente un système où il ne se produit aucune réaction; le point *a* est donc *dans la région des faux équilibres, qui coïncide avec la région située au-dessous de la courbe* CC'.

Prenons, au contraire, un point A (Π, Θ); ce point représente un système en lequel l'oxygène et le phosphore se combinent; *le point* A *est donc dans la région de combinaison qui coïncide avec la région située au-dessus de la courbe* CC'.

La courbe CC' *monte de gauche à droite; la région de combinaison est donc à gauche de la courbe* CC'; *et la région des faux équilibres, à droite de la même courbe.*

Dès lors, si nous prenons un point *b* (*p*,T), ce point représente un système où l'oxygène et le phosphore se combinent; un point B (P,T) représente un système où aucune réaction ne se produit. *Donc à chaque température* T *correspond une certaine pression limite* Π; *sous une pression inférieure à* Π, *l'oxygène se combine avec le phosphore; sous une pression supérieure à* Π, *un système renfermant de l'oxygène et du phosphore est en équilibre; la pression* Π *est d'autant plus élevée que la température est elle-même plus élevée.* Telle est la loi énoncée par M. Joubert.

La ligne CC' est sensiblement rectiligne: sa forme et sa position varient beaucoup, lorsqu'à l'oxygène on mélange certains gaz inertes.

(*A suivre.*)

SUR UNE MACHINE A RÉSOUDRE LES ÉQUATIONS;

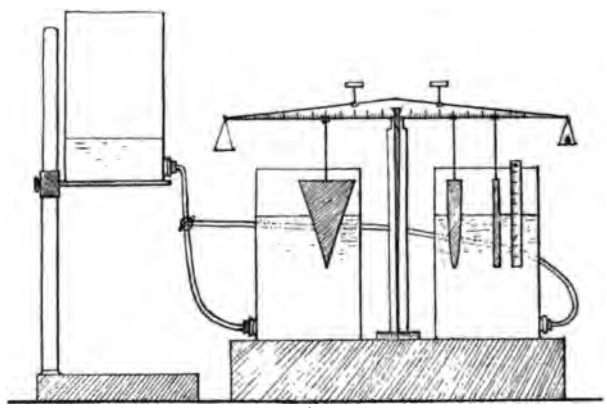
Par M. Georges MESLIN.

L'appareil dont je donne ici la description et que j'ai réalisé permet de résoudre les équations numériques de la forme :

$$px^n + p'x^{n'} + \ldots + p''x^{n''} = A.$$

Il est constitué par un fléau de balance (*fig.* 1), sous lequel sont fixés par des tiges rigides une série de solides de révolution dont les axes sont verticaux, qui présentent une pointe à la partie inférieure et *dont la forme et les dimensions sont telles que le volume compris*

entre cette extrémité inférieure et un plan horizontal soit proportionnel à la puissance n me ou n' me de la distance du sommet au plan. Ces corps que nous appellerons, pour abréger, *solides d'ordre n ou n'*, et qu'on façonne une fois pour toutes, sont fixés, sous le fléau, à des distances respectivement proportionnelles à p, p', p'', à droite ou à gauche, suivant le signe du coefficient correspondant, et de manière que leurs sommets soient dans un même plan horizontal, lorsque le fléau est lui-même horizontal.



On équilibre la balance, puis l'on ajoute sur l'un des fléaux, à la distance prise pour unité, un poids égal à A, d'un côté ou de l'autre, suivant le signe de ce terme ; l'équilibre est rompu ; mais, si l'on a disposé au-dessous du fléau un ou plusieurs vases communiquants contenant de l'eau dont on puisse élever le niveau, chacun des corps graduellement immergé reçoit une poussée croissante qu'il transmet au fléau et qui finit par le rendre horizontal, l'appareil restant constamment en prise pendant cette opération.

Si l'on désigne par x la hauteur immergée à ce moment, les forces exercées sur les corps sont représentées par x^n, x'^n, $x^{n''}$; elles agissent à des distances p, p', p'' ; on a, d'autre part, une force A qui agit à la distance 1. En écrivant que la somme des moments des forces est alors nulle, on voit que la longueur x satisfait à la condition :

$$px^n + p'x^{n'} + \dots + p''x^{n''} = A ;$$

cette hauteur mesurée sera donc solution de l'équation.

Si, au lieu d'eau, on employait du mercure, la poussée serait

13,6 fois plus grande; l'effet serait le même que si, le liquide étant de l'eau, le solide était placé à une distance 13,6 fois plus grande; on pourra donc recourir à ce liquide si les coefficients ou certains d'entre eux étaient trop grands; on réduirait les distances dans le rapport de 13,6 à 1, en faisant plonger les solides correspondants dans du mercure; les éprouvettes contenant les liquides seraient placées sur une table mobile, les surfaces libres étant à la même hauteur, puis on élèverait le niveau de la table ou l'on descendrait le fléau comme dans la balance hydrostatique.

Forme des différents solides employés. — 1. *Solide d'ordre* 1. — Il répond à la condition $V = kx$; il est constitué par une tige cylindrique dont les dimensions dépendent des unités employées; en évaluant les poids en décigrammes, et les longueurs en centimètres, on trouve, pour le rayon de ce cylindre, 0,18.

2. *Solide d'ordre* 2. — Il satisfait à l'équation $V = kx^2$, k étant déterminé par la condition que le volume d'eau déplacé par la partie comprise entre $x = 0$ et $x = 1$ ait une masse de $0^{gr},1$, c'est-à-dire soit de $\frac{1}{10}$ de centimètre cube; d'une part, le volume d'une tranche est $\pi y^2 dx$; on a, d'autre part, $2kxdx$ pour l'expression de la différentielle du volume; il en résulte :

$$\pi y^2 dx = 2kxdx \qquad \text{ou} \qquad y^2 = \frac{2k}{\pi}x;$$

c'est l'équation d'une parabole à axe vertical; la constante k se détermine par l'équation :

$$\int_0^1 \pi y^2 dx = 0,1 \qquad \text{ou} \qquad \int_0^1 \pi\frac{2k}{\pi}x\,dx = 0,1; \qquad \text{d'où :} \qquad k = \frac{1}{10}.$$

3. *Solide d'ordre* 3. — On a :

$$V = kx^3,$$

d'où :

$$\pi y^2 dx = 3kx^2 dx \qquad \text{et} \qquad y = \sqrt{\frac{3k}{\pi}}\,x;$$

la courbe méridienne est une droite, et ce solide est un cône de révolution; ce cône, facile à construire, ainsi que le cylindre, seront

d'ailleurs suffisants pour résoudre l'équation du troisième degré réduite à la forme $x^3 + px + q = 0$.

On trouve encore $k = \frac{1}{10}$, et l'on a, pour les éléments du cône : $0^m,10$; diamètre de base, $0^m,0622$.

4. *Solide d'ordre n.* — On trouve, pour l'équation de la méridienne :

$$y^2 = \frac{nk}{\pi} x^{n-1} \qquad \text{avec} \qquad k = \frac{1}{10};$$

Ainsi, pour l'équation du quatrième degré, on aura recours, en dehors des volumes précédents, au solide de révolution dont la méridienne est la parabole semi-cubique :

$$y^2 = \frac{4}{10\pi} x^3.$$

Ces solides peuvent être fabriqués en aluminium de manière à être légers et à pouvoir être travaillés au tour jusqu'à coïncidence parfaite avec le profil qu'on aura préalablement découpé ; ce qui facilite leur exécution, c'est qu'il y a lieu de se préoccuper seulement du volume extérieur et nullement du poids ou de la matière interne ; l'appareil permet, d'ailleurs, de vérifier l'exactitude de ces solides. Pour le cas où deux de ces corps devraient être placés sur le même fléau à la même distance, il est facile d'imaginer un raccord transversal convenable. Enfin, si l'adjonction de ces solides diminuait par trop la sensibilité en abaissant le centre de gravité, on obvierait à cet inconvénient en ajoutant deux masses supplémentaires au-dessus du fléau, à droite et à gauche de l'axe de suspension.

J'ai réalisé ce dispositif avec une petite balance sensible dont les bras de fléau n'avaient que 12 centimètres ; la *fig.* 1 montre cette balance avec les solides qui y sont fixés dans la position convenable pour résoudre l'équation :

$$5x^3 - 4x^2 - 7x = A.$$

Si l'on fait $A = 480$, cette équation a une solution comprise entre 4,9 et 5, que l'on trouve très exactement en ajoutant 480 décigrammes à la distance de 1 centimètre, ou 4 grammes sur le petit plateau suspendu au bout du fléau, à 12 centimètres de l'axe. J'ai construit les solides sur une hauteur de 10 centimètres seulement, de manière à chercher les racines comprises entre 0 et 10 ; pour les racines plus

grandes, on transformera l'équation de manière à réduire ces racines dans un rapport convenable, et si la longueur des bras du fléau devenait une difficulté, on pourrait y obvier par l'emploi d'un liquide plus dense; pour les racines négatives, on fera aussi la transformation correspondante.

Après avoir trouvé une solution, on pourra continuer à élever le niveau du liquide; l'équilibre sera d'abord détruit; mais, en continuant jusqu'à ce qu'il soit de nouveau réalisé, on trouvera les racines successives; en passant par une racine simple, l'inclinaison du fléau changera de sens de part et d'autre de cette valeur; en passant par une racine double, il s'inclinera du même côté, de part et d'autre de la racine. On pourra même rétablir à chaque instant l'équilibre, à l'aide de poids marqués et étudier ainsi expérimentalement les variations de la fonction.

La solution peut être lue sur la tige cylindrique ou sur une échelle fixée verticalement; il peut y avoir, par suite des phénomènes de capillarité, une petite incertitude pour la lecture du numéro de l'échelle divisée[1]. On évite cette incertitude en mettant dans l'un des vases un flotteur, par exemple un aréomètre sur la tige duquel on mettra une graduation en millimètres; en visant cette graduation avec une lunette, on mesure la dénivellation avec une grande précision; j'ai constaté que, en répétant plusieurs fois l'expérience, le flotteur revenait au même point, à un dixième de millimètre près; ce qui permet de penser que, en construisant avec soin les solides employés, on pourrait, pour une telle équation, trouver, avec une approximation de 1 centième, les racines comprises entre 0 et 10.

SUR UN NOUVEAU GAZOMÈTRE A PRESSIONS CONSTANTES ET VARIABLES A VOLONTÉ;

Par M. J. RIBAN.

Le gazomètre ordinaire et portatif des laboratoires, dit de Mitscherlich, ne saurait donner un débit de gaz constant; car la hauteur de la colonne liquide qui comprime le gaz va sans cesse en diminuant, il en résulte nécessairement un décroissement continu du

(1) Je reviendrai ultérieurement sur les effets capillaires exercés tout autour des solides immergés.

débit. En outre, la faible hauteur invariable de la cuvette au-dessus du réservoir de gaz donne une pression souvent insuffisante, lorsque l'on veut faire barboter les gaz à travers une série de flacons laveurs

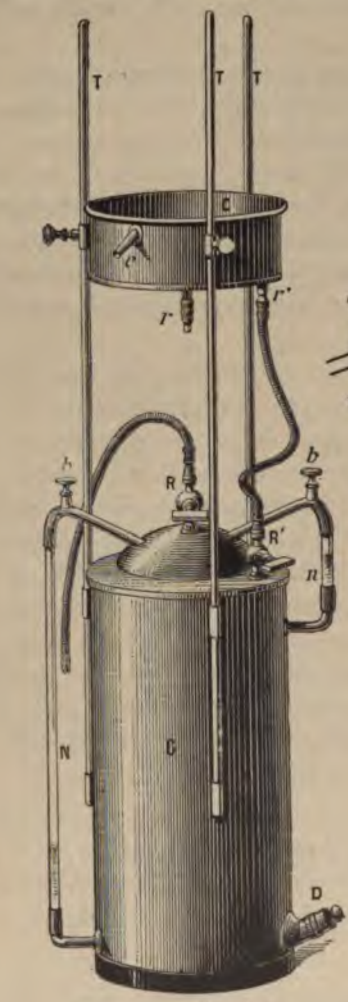


Fig. 1.



Fig. 3

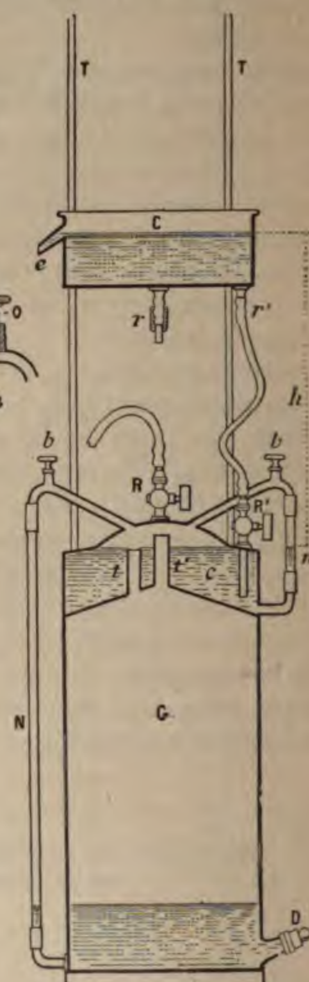


Fig. 2.

ou les recueillir sur la cuve à mercure. Le gazomètre de Deville remédie à ce dernier inconvénient, mais pas au premier qui est capital. Il n'existe guère, comme appareils à débit à peu près constant, que ceux à cloche et à contrepoids, mais on a toujours à redouter

avec eux les frottements des poulies et des guides de la cloche souvent oxydés dans les laboratoires; en outre, ils ne sont pas portatifs.

Il est cependant bien nécessaire de pouvoir disposer, pour certaines expériences, d'un gazomètre portatif dont la constance du débit assurée n'exige pas la présence permanente de l'opérateur et lui donne, en même temps qu'une pression toujours suffisante, la faculté de continuer, au besoin, ses expériences durant la nuit. Le gazomètre que je viens de faire établir réalise ces conditions et quelques autres encore que l'on ne rencontre pas dans les modèles en usage; l'opérateur y dispose, point essentiel, de pressions hydrostatiques très constantes, susceptibles d'être graduées à sa volonté et même mesurables.

Ce nouveau gazomètre (*fig.* 1 en élévation et *fig.* 2 en coupe) rappelle sensiblement par son aspect extérieur les modèles usuels. Il en diffère essentiellement en ce que son réservoir de gaz est divisé en deux parties très inégales par une cloison conique, de manière à constituer une petite cuvette interne c (*fig.* 2) munie d'un tube de trop-plein t. Il diffère encore en ce que la cuvette supérieure externe C est mobile et peut glisser sur trois tringles verticales TTT et y être arrêtée à telle hauteur que l'on désire, au moyen de vis de pression. L'eau s'écoulera de la cuvette externe C (au moyen d'un tube en caoutchouc fixé sur le robinet R') dans la cuvette interne c, et de là, par le tube de trop-plein t, dans le corps G du gazomètre, jusqu'à ce que la force élastique du gaz fasse équilibre à la pression exercée par une colonne d'eau de hauteur h. Cette pression se maintiendra désormais rigoureusement invariable si l'on fait arriver un courant d'eau dans la cuvette supérieure C munie elle-même d'un tube de trop-plein e. Sous cette pression hydrostatique constante, le gaz du corps du gazomètre passera par le tube t' aboutissant à 2 centimètres environ au-dessous du robinet R, qui sert au débit du gaz. Ainsi se trouve réalisée la constance des débits sous des pressions suffisantes et variables au gré de l'opérateur.

Le gazomètre porte deux tubes de niveau, l'un N indiquant le volume du gaz dont on dispose dans le corps du gazomètre, l'autre n plus court, en communication avec la cuvette interne et dans lequel l'eau s'arrête en un point fixe à l'instant précis où, l'eau de la cuvette se déversant par le tube de trop-plein t, le gaz a acquis la pression désirée et constante sous laquelle il va désormais être débité. Remarquons, en outre, que cette pression pourrait être

mesurée, au besoin, grâce à ce tube de niveau, et avec beaucoup de précision, en munissant, de même, la cuvette supérieure C d'un petit tube de niveau.

Dans la plupart des gazomètres, les tubes de niveau en verre sont raccordés à la partie supérieure avec des tubes métalliques courbés en arc de cercle, afin que le tube de niveau soit efficace dans toute la hauteur de l'appareil. Ces tubes en arc constituent des culs-de-sac qui, lorsqu'on remplit le gazomètre d'eau, recèlent de l'air ou des gaz d'opérations précédentes que l'eau ne peut en chasser. J'ai encore remédié à cet inconvénient en munissant la partie supérieure de ces tubes en arcs de bouchons métalliques à vis *bb* (*fig.* 1 et 2), creux et percés d'un trou latéral *o* (*fig.* 3), de telle sorte qu'en les dévissant de quelques tours seulement ils font communiquer ces arcs avec l'air extérieur. Lors du remplissage du gazomètre avec de l'eau, quand celle-ci arrive en *o*, elle jaillit, annonçant que les tubes sont purgés ; on serre alors les bouchons *bb*, l'eau sortant ensuite par le robinet central R indique que le gazomètre est tout à fait plein d'eau. Pour l'emplir de gaz, on n'a plus, comme dans les modèles ordinaires, qu'à déboucher la douille D, qui se trouve à la partie inférieure et à y faire pénétrer le tube de dégagement de l'appareil producteur du gaz.

Si l'on voulait, avec ce gazomètre, recueillir, comme on le fait quelquefois, une cloche de gaz dans la cuvette supérieure C, on n'aurait qu'à relier, au moyen d'un tube de caoutchouc, la tétine *r*, que l'on voit en son centre, avec le robinet de débit R. Pour l'usage courant, cette tétine se trouve obturée par un bout de tube de caoutchouc fermé lui-même par un fragment de baguette de verre plein, ainsi qu'on le voit sur la figure.

Dans ce gazomètre, tel que je l'ai fait établir, la capacité de la cuvette interne *c* est calculée de telle sorte que, lors de l'élévation de la température de la nuit au jour (15° à 20° au maximum dans un laboratoire), l'eau s'y trouve en quantité suffisante pour que le gaz dilaté ne puisse pas s'échapper à travers l'eau de la cuvette C, par le robinet R′ laissé ouvert. Il faut aussi que la capacité de la cuvette externe C soit suffisante pour que, inversement, lors de la contraction nocturne du gaz, de l'eau seule puisse rentrer dans le gazomètre et non de l'air extérieur. Ces dernières dispositions (qui ne sont pas remplies dans les gazomètres ordinaires) permettent de laisser en permanence le robinet R′ ouvert, ce qui est très avanta-

geux, car, lorsque le gaz se contracte, il se trouve toujours ainsi à une pression supérieure à la pression atmosphérique ; aucune trace d'air ne peut dès lors rentrer dans l'appareil, si l'une quelconque de ses parties, défectueuse ou mal raccordée, est sujette à de légères fuites.

En résumé, ce nouveau gazomètre réalise les conditions suivantes :

1° Grande constance du débit, grâce à une pression hydrostatique rigoureusement constante ;

2° Faculté de varier cette pression, suivant les besoins, et même de la mesurer ;

3° Possibilité de purger le gazomètre de toute trace d'air ou de gaz résiduel d'opérations précédentes ;

4° Faculté d'éviter les pertes de gaz ou les rentrées d'air pouvant résulter des variations de la température extérieure.

Ce gazomètre a été construit, sur mes indications, par M. Golaz, avec tout le soin qui lui est habituel.

APPAREIL GAZOMÉTRIQUE ;

Par M. JOB.

Le principe de cet appareil est le suivant : A l'intérieur d'un récipient clos, dont on note la température, on démasque et on fait couler un liquide sans changer la masse gazeuse enfermée dans le récipient. Si ce liquide provoque, au contact d'un autre corps contenu dans l'appareil, un dégagement ou une absorption de gaz, il suffira de ramener le tout à la température initiale et de mesurer la variation de pression, pour connaître le volume de gaz dégagé ou absorbé.

L'appareil est constitué par une ampoule munie d'un manomètre à air libre de fin diamètre. Dans le col de cette ampoule s'engage un bouchon rodé de forme spéciale. C'est, en réalité, un tube qui se rétrécit et se prolonge par une pipette graduée. Dans la partie étroite du tube s'ajuste une clef rodée qui, en le fermant, ferme tout l'appareil. Cette clef est creuse, et sa paroi est percée d'un orifice ; la paroi du tube qui lui sert de gaine est également percée d'un orifice, situé à la même hauteur. Quand la pipette est pleine de liquide

et fermée par cette clef, on peut la laisser à demeure sur le col de l'appareil ; le liquide ne s'écoule pas. Une simple rotation de la clef amène les deux orifices en regard, et le liquide s'écoule, remplacé dans la pipette, par l'air de l'appareil lui-même.

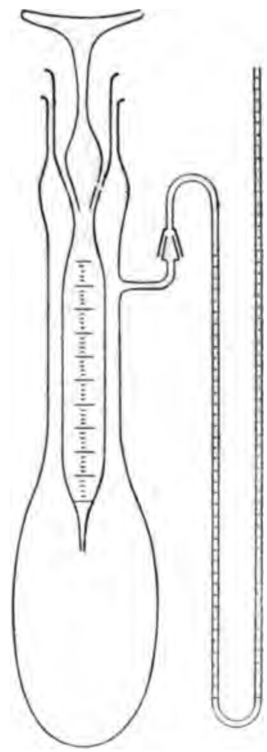


Fig. 1.

La pratique et le calcul d'une expérience sont très rapides. La seule précaution dont on doive s'assurer consiste à faire la lecture de l'excès de pression à la température même où l'on a fermé le récipient. Il suffit pour cela de plonger l'ampoule dans un bain d'eau.

On imagine aisément toutes les applications auxquelles peut se prêter cet appareil. Il permet d'analyser commodément, sans installation spéciale, un grand nombre de produits. On peut donc y recourir pour certains dosages rapides (dosage du carbure de calcium par dégagement d'acétylène, titrage des acides par dégagement de gaz carbonique, etc.). Mais, dans les laboratoires de physique, il paraît désigné surtout pour d'autres usages : toutes les fois qu'on voudra

étudier des phénomènes d'équilibre entre une phase liquide quelconque et une phase gazeuse quelconque (solubilité des gaz, vaporisation, etc.), on pourra l'employer avec avantage. Très maniable, on peut l'agiter et atteindre rapidement l'état d'équilibre ; on peut lui donner une capacité faible, ce qui permet d'assurer facilement l'uniformité de température et aussi d'opérer sur des quantités de matières extrêmement petites. Enfin il paraît bien que cet appareil gazométrique rendra quelques services aux physiciens.

THE PHYSICAL REVIEW ;

Vol. IX, n°s 1, 2, 3, 4 ; juillet-octobre 1899.

J. SHEDD. — An interferometer study of radiations in a magnetic field (Étude du phénomène de Zeeman par la méthode interférentielle). — I, p. 1-19 ; II, p. 86-115.

Dans la première partie de cet important mémoire, il est fait d'abord une étude historique de la question. On y rappelle, fait peu connu, que des expériences de M. Fiévez [1] avaient déjà manifesté une partie des résultats obtenus ultérieurement par Zeeman, entre autres l'apparition d'une raie brillante au milieu de la raie noire D, élargie par le champ magnétique. On rappelle également, en l'exposant, une théorie établie par Stoney [2] en modification de celle de Lorenz, et qui rend compte des effets non explicables par cette dernière. Enfin une comparaison entre les méthodes d'observation par la spectroscopie ou par l'interféromètre de Michelson, montre les avantages de cette dernière. Elle permet d'apprécier l'effet d'un champ magnétique inférieur à 1000 et a été employée de préférence pour les recherches originales de ce travail.

Des expériences préliminaires faites, pour la raie D, avec des sources à températures croissantes (bec Bunsen, gaz oxhydrique, tube Plücker) montrent :

1° Qu'à la température du bec Bunsen il existe une sorte de con-

---

(1) *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 1885. — On trouvera tous ces renseignements historiques et un exposé des travaux théoriques et expérimentaux sur la question dans l'excellente monographie de M. A. Cotton : *le Phénomène de Zeeman* (Collection *Scientia* ; Paris, Carré et Naud, 1899). — B. B.

(2) *Trans. roy. Soc. Dublin*, vol. IV, p. 563.

trainte ou de retard à la production du phénomène, qui est subitement surmontée quand le champ atteint 9.500 ;

2° Que cette contrainte diminue quand la température s'élève et est pratiquement nulle aux températures les plus élevées de la flamme oxhydrique et dans le tube à vide ;

3° Que le changement de longueur d'onde atteint un maximum, vers $H = 11.000$, qui dépend de la température et de la pression de la source de radiations.

Le tube à vide fut, pour cette raison, choisi pour les expériences ultérieures faites sur :

$$\text{Na (raies } D_1 D_2\text{); Zn } (\lambda = 4810{,}724);$$
$$\text{Hg } (\lambda_1 = 5790{,}49;\ \lambda_2 = 5460{,}97;\ \lambda_3 = 4358{,}56);$$
$$\text{Cd } (\lambda_1 = 6438{,}9;\ \lambda_2 = 5086{,}3;\ \lambda_3 = 4800).$$

Les principaux résultats peuvent être résumés dans le tableau suivant :

Substance	Raie	Effet magnétique λ — λ' pour H = 5.000	H = 10 000
Sodium......	Jaune	0,207	0,414
Mercure.....	Jaune	0,128	0,256
—	Verte	0,155	0,310
—	Violette	0,120	0,240
Cadmium....	Rouge	0,131	0,262
—	Verte	0,120	0,240
—	Bleue	0,137	0,274
Zinc.........	Bleue	0,144	0,278

On peut aussi, partant de la théorie de Lorenz, trouver le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge ionique à la masse ionique ; ce rapport a les valeurs suivantes :

Substance	Raie	$\frac{e}{m}$	Type de raies (Michelson)
Cadmium.......	Rouge	$11{,}93 \times 10^5$	type I
Mercure........	Jaune	$14{,}35 \times 10^5$	type I
Cadmium.......	Verte	$17{,}48 \times 10^5$	type II
Mercure.........	Verte	$18{,}59 \times 10^5$	type II
Zinc............	Bleue	$23{,}46 \times 10^5$	type III
Cadmium.......	Bleue	$22{,}41 \times 10^5$	type III
Mercure........	Violette	$23{,}81 \times 10^5$	type III
Sodium.........	Jaune	$22{,}45 \times 10^5$	type III

Les raies se trouvent ainsi, comme l'avait montré Michelson, ran-

gées dans trois catégories; plus $\frac{e}{m}$ est petit, pour une raie donnée, moindre est l'éloignement des composantes magnétiques, et plus la structure est simple.

G. GRESSMANN. — The electrical resistance of Lead amalgams at low Temperatures (Résistance électrique des amalgames de plomb aux basses températures). — P. 20-29.

Les alliages employés, contenant de 4 à 25 0/0 de plomb, manifestent tous une rapide diminution de résistance (de 1 à 0,2 environ), quand leur température s'abaisse au-dessous de — 40°, c'est-à-dire très sensiblement à leur point de congélation. Diverses raisons portent à croire que ces amalgames contiennent, en réalité, deux alliages définis.

W. HUMPHREYS. — The Wehnelt electrolytic break (L'interrupteur de Wehnelt) — P. 30-40.

Étude purement qualitative où sont décrits les résultats qu'on peut obtenir avec différents électrolytes, différentes électrodes, etc., ainsi que les effets d'une pression hydrostatique, d'un champ magnétique, etc.

W. FOSTER. — The hydrolysis of stannic chloride (Décomposition par l'eau du chlorure d'étain). — P. 41-56.

L'auteur conclut de ses expériences que le sel $SnCl^4$ se comporte conformément à la théorie de la dissociation des ions; quand on tient compte de sa décomposition par l'eau, les variations de sa conductibilité électrique et de son point de congélation sont tels qu'on pouvait les prévoir. Ces résultats ne pourraient s'interpréter dans la théorie des hydrates salins, car les hydrates formés ne prennent pas une part appréciable à la conduction électrique. Il n'est même pas probable que l'eau libère HCl et s'unisse avec l'acide pour former un second hydrate.

W. MAGIE. — The specific heat of solutions which are not electrolytes (Chaleur spécifique des solutions non électrolysables). — P. 65-85.

On établit une formule qui, par la considération des pressions osmotiques, permet d'évaluer la chaleur spécifique des solutions

d'après celle des composants, et on compare les résultats obtenus, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, aux déterminations directes. Celles-ci sont faites par la méthode de Pfaundler [1], qui consiste à communiquer, à l'aide d'un courant électrique passant dans des résistances égales, d'égales quantités de chaleur à deux calorimètres contenant l'un la solution, l'autre le dissolvant.

Les résultats obtenus sont favorables aux idées modernes sur la structure des solutions.

J. STEVENS et H. DORSEY. — The effect of magnetisation upon the elasticity of rods (Effet de l'aimantation sur l'élasticité des tiges). — P. 116-120.

Une verge de fer ou d'acier, soutenue à ses extrémités par deux couteaux, était fléchie en son milieu par un poids et placée dans l'axe de deux bobines destinées à engendrer le champ magnétique. Le changement de flexion par aimantation était observé à l'aide de franges d'interférences.

Des expériences on conclut que les modules d'élasticité du fer doux et de l'acier s'accroissent par l'aimantation.

R. QUICK. — On freezing and boiling water simultaneoutly (Ébullition et congélation simultanées de l'eau). — P. 121-122.

C'est l'expérience du bouillon de Franklin où le refroidissement est poussé jusqu'à la congélation du liquide.

ATWATER et ROSA. — A new respiration calorimeter, and experiments on the conservation of energy in the human body (Nouveau calorimètre à respiration. — La conservation de l'énergie dans le corps humain). — P. 129-163 et 214-251.

Ce mémoire, qui résume cinq années d'efforts et d'expériences paraît absolument fondamental pour le sujet traité.

Pour écrire l'équation des énergies dans un être vivant, il faut mesurer :

1° L'énergie potentielle reçue sous forme de nourriture ;

2° L'énergie restituée : *a*, potentielle sous forme d'excrétions solides, liquides et gazeuses ; — *b*, cinétique sous forme de chaleur rayonnée ; — *c*, mécanique sous forme de travail extérieur ;

---

[1] *Mem. Akad. Bericht.* vol. LIX : 1869.

3° Le gain ou la perte d'énergie du corps durant l'expérience par la variation de température ou par la variation de nature de ses tissus.

I. *Appareils et méthodes.* — Le calorimètre à respiration est un appareil à température constante, la chaleur étant entraînée au dehors par un courant d'eau aussi rapidement qu'elle est engendrée à l'intérieur. Il comprend :

1° Une chambre où le sujet en expérience mange, boit, dort et travaille pendant plusieurs jours et nuits consécutifs; elle est isolée par plusieurs couches concentriques de bois et d'air ;

2° Un dispositif pour ventilation de la chambre ; le volume du courant d'air est mesuré, et sa température est réglée de manière à être la même à l'entrée et à la sortie ;

3° Une porte pour l'entrée des aliments et la sortie des résidus d'alimentation. Les uns et les autres sont dosés, et leur valeur en énergie est appréciée par des combustions dans la bombe calorimétrique ;

4° Des appareils pour mesurer la chaleur produite par le sujet : ils consistent en tubes parcourus par un courant d'eau, dont on règle le débit et dont on mesure la variation de température. A cette chaleur rayonnée il faut ajouter celle qui a produit l'évaporation d'eau par le corps, qu'on déduit du poids de la vapeur formée ;

5° Dans certaines déterminations, des dispositifs pour mesurer le travail mécanique du sujet : celui-ci agit sur un bicycle stationnaire animant une dynamo qui entretient elle-même une lampe à incandescence placée dans la chambre ; le travail musculaire, mesurable d'après l'ampérage et le voltage du courant produit, était ainsi transformé en chaleur.

II. L'appareil fut soumis à deux épreuves préliminaires : 1° on y produisit une quantité donnée de chaleur à l'aide d'un courant électrique mesuré; cette quantité d'énergie fut retrouvée par le calorimètre à un millième près; 2° on fit brûler un poids donné d'alcool dans la chambre ; l'appareil permit de retrouver 99,9 0/0 du carbone ; 100,6 0/0 de l'hydrogène et 99,9 0/0 de la chaleur dégagée.

III. *Épreuves sur l'homme au repos.* — Chaque expérience dure huit jours ; dans les quatre premiers, le sujet est hors de la chambre, mais soumis à un régime déterminé, pour créer en lui l'état stationnaire. Le soir du quatrième jour, il entre dans la chambre, et les déterminations commencent le lendemain matin pour durer jusqu'au matin du neuvième jour.

Laissons de côté le détail des analyses, très nombreuses, et des mesures de toutes sortes. La question qu'on se pose est la suivante : l'énergie, émanée du corps sous forme de chaleur, dans le sujet au repos, est-elle égale à l'énergie potentielle des éléments réellement brûlés dans le corps, qu'on peut déduire des chaleurs de combustion des aliments et des résidus d'alimentation?

Dans une des expériences (et les autres donnent à très peu près les mêmes résultats), la nourriture absorbée par jour équivaut à 2717 grandes calories, les résidus à 294; restent 2423 calories pour l'énergie fournie. Mais 140 furent accumulées dans l'organisme sous forme de graisse et 27 perdues par combustion de corps protéiques. Restent donc $2423 - 140 + 27 = 2310$ calories pour l'énergie qui doit apparaître sous forme de chaleur; or le calorimètre en a réellement mesuré 2275. Cet écart de 35 calories, ou 1,5 0/0, représente 4 grammes de graisse, ou 14 grammes de pain; il est assez faible pour qu'on puisse le mettre sur le compte des erreurs inévitables dans une expérience aussi compliquée.

IV. *Rendement mécanique de la machine humaine.* — Le travail moyen accompli par jour (huit heures de travail) équivaut à 256 grandes calories, ou 109000 kilogrammes. Mais l'énergie consommée est plus grande que dans le cas précédent : elle atteint par jour 3726 calories. Le rendement en travail mécanique est donc $\frac{256}{3726} = 0,07$.

Mais on peut encore raisonner autrement : Puisque le sujet au repos emploie normalement 2500 calories pour l'entretien de sa vie, il n'a consommé pour le travail que la différence $3726 - 2500 = 1226$. Le rendement, dans cette manière de voir, atteindrait $\frac{256}{1226} = 0,21$.

Les auteurs font remarquer, en plus, que le sujet n'étant pas entraîné au travail mécanique qu'on exigeait de lui, les nombres fournis ci-dessus sont loin de représenter le rendement maximum de la machine humaine.

F. KESTNER. — A method for the study of phophorescent sulphides (Étude des sulfures phosphorescents). — P. 164-175.

La substance phosphorescente, fixée avec du vernis sur un cylindre tournant reçoit, d'un côté, par une fente la lumière solaire ou une fraction de cette lumière séparée par un prisme, et, de l'autre, est

étudiée à l'aide d'un spectrophotomètre ; on la compare à la lumière émise par un bloc de magnésie éclairé par un bec à l'acétylène, dont un système de deux nicols permet de réduire à volonté l'éclat jusqu'à l'égalité de teintes. L'énergie de la lumière excitatrice était mesurée à l'aide d'un radiomètre à réflexion.

Les observations, qui n'ont guère porté que sur le sulfure de calcium, ont permis de fixer la courbe de visibilité pour la lumière excitatrice et la lumière excitée.

L. HARTMAN. — The photometric study of mixtures of acetylene and hydrogene burned in air (Flamme d'un mélange d'acétylène et d'hydrogène). — P. 176-188.

1° Le bec à acétylène purifié, brûlant dans l'air, est susceptible de servir d'étalon, ses variations d'intensité ne dépassant pas 1 0/0 ;

2° Le mélange d'acétylène et d'hydrogène est plus riche en lumière à courte longueur d'onde que la flamme de l'acétylène seule. Ce résultat est, dans une large limite, indépendant de la teneur en hydrogène du mélange ;

3° De nombreuses courbes font connaître le pouvoir éclairant total, la répartition des intensités d'après les longueurs d'ondes, pour les mélanges de différents titres et pour les différents types de brûleurs.

R. RAMSEY. — A photographic study of electolytic cells (Étude photographique des auges électrolytiques). — P. 189-190.

En éclairant une cellule électrolytique, on peut la photographier aux différents moments de sa transformation par le passage du courant ; les photographies jointes au mémoire permettent de se rendre compte des changements de densité et des mouvements de convection qui se produisent dans l'électrolyte.

A. WILLS. — On the magnetic shielding effect of trilamellar spherical and cylindrical shells (Protection magnétique produite par trois couches sphériques ou cylindriques). — P. 193-213.

Il est reconnu que plusieurs couches de tôle concentriques forment un écran plus efficace qu'une seule couche de même épaisseur totale. Ainsi, avec trois sphères concentriques, on peut réduire le champ inté-

rieur à $\frac{1}{900}$ du champ extérieur, et une couche unique, usant 1,3 fois autant de fer, produirait une protection vingt fois moins efficace.

Les courbes tracées dans ce travail, et qui résultent d'une étude purement mathématique du sujet, permettent de choisir, suivant les cas, le type d'écran le plus favorable et de déterminer la protection qu'on doit en attendre.

H. LOOMIS. — On the freezing points of aqueous solutions of non electrolytes (Point de congélation des corps non électrolysables en solutions aqueuses). — P. 257-287.

La formule de Van't Hoff donne, pour l'abaissement moléculaire, $\frac{0}{m} = \frac{0,002\,(273)^2}{79} = 1,89$; et les résultats de Raoult, d'Abegg et d'autres sont encore fort éloignés de cette constante.

En apportant aux mesures toute la précision possible, on a fait des déterminations nouvelles; elles ont donné la valeur 1,86 de l'abaissement moléculaire pour les corps suivants : alcools propylique et butylique normaux, alcool amylique, glycérine, acétone, dextrose, sucre de canne, mannite et aniline. Les corps formant exception sont : l'alcool méthylique, pour lequel l'abaissement moléculaire est 1,82 ; l'alcool éthylique, qui donne 1,84; l'éther (1,50) ; quant à l'urée, elle paraît tout à fait instable en solution aqueuse.

La valeur vraie de $\frac{0}{m}$ serait donc 1,86, ce qui s'expliquerait parce que, dans la formule de Van't Hoff, la constante 0,002 doit être remplacée par 0,00198 et 79 par 79,3.

H. CARHART et K. GUTHE. — An absolute determination of the e. m. f. of the Clarkcell (Détermination de la force électromotrice de l'étalon Latimer Clark). — P. 288-293.

On a opéré sur deux éléments du type en H, modifié par Kahle. La valeur trouvée est :

$$E = 1,4333 \text{ volt à } 15^{\circ},$$

avec une erreur possible d'une unité sur le quatrième chiffre décimal.

E. MERRITT. — The resistance offered by iron wires to alternating currents (Résistance du fil de fer aux courants alternatifs). — P. 294-299.

On fait usage d'un pont de Wheatstone, dont un des bras est formé du fil à étudier; le galvanomètre peut être remplacé par un téléphone. Les résultats obtenus présentent une médiocre précision; mais ils permettent toutefois de se rendre compte que les déterminations théoriques faites en supposant une perméabilité constante ne rendent pas compte des effets réels.

O. GAGE et H. LAWRENCE. — An investigation on the magnetic qualities of building brick (Propriétés magnétiques des briques à bâtir). — P. 304-309.

Les briques étudiées étaient, pour la plupart, des aimants permanents, de moment faible et variable. Leur magnétisme était affecté par la chaleur et par un champ magnétique puissant. Ces effets sont liés à la présence d'oxyde de fer magnétique.

L. Houllevigue.

IL NUOVO CIMENTO.

T. X, 2e semestre 1899.

S. LUSSANA. — Influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei metalli (Influence de la pression sur la résistance électrique des métaux). — P. 73.

Les fils, dont on mesure la résistance par le pont de Wheatstone, sont comprimés dans un bloc laboratoire Cailletet. L'auteur a négligé la variation de volume due à la pression, à cause du petit nombre des coefficients de compressibilité connus et de l'incertitude de leur valeur. Les métaux étudiés sont le platine, l'argent, le cuivre, le plomb, le nickel et le fer. Le nickel et le plomb ont donné les résultats extrêmes.

Variation moyenne de l'unité de résistance pour 1 atmosphère :

	Pression en atm.	Variation
Nickel.........	de 1 à 400	19×10^{-7}
	600	15
	1000	6
Plomb.........	de 1 à 200	200×10^{-7}
	600	105
	1000	90

La résistance diminue quand la pression augmente; la diminution semble tendre vers une limite.

Les variations dues à la pression sont plus faibles pour les alliages que pour les métaux purs. Ainsi, pour la manganine, la variation est de :

$5,5 \times 10^{-7}$	de	1 à 30 atm.
2	à	400
1,2	à	800

Si l'on compare les variations de résistance due à la pression et à la température pour une même variation de volume, on constate que les valeurs diffèrent; il y a donc, indépendamment des variations dans la distance des molécules. des altérations caractéristiques de l'état moléculaire.

A. RIGHI. — Sopra un curiose fenomeno osservato facendo passare una corrente elettrica in un tubo a gas rarefatta (Sur un curieux phénomène observé en faisant passer un courant électrique dans un tube à gaz raréfié). — P. 112.

Un circuit électrique comprend une batterie de petits accumulateurs, un tube à gaz raréfié avec électrodes inégales, un galvanomètre sensible et une forte résistance constituée par une colonne d'eau. Il suffit de changer la place relative où est insérée la résistance pour modifier la luminosité du tube et l'intensité du courant.

Le phénomène tend à disparaître, quand on diminue la résistance du circuit jusqu'à quelques milliers d'ohms.

A. RIGHI. — Intorno alla questione della produzione di un campo magnetico per opera di un raggio luminoso polarizzato circolarmente (Au sujet de la production d'un champ magnétique par un rayon lumineux polarisé circulairement). — P. 115.

Le professeur Fitzgerald [1] admet qu'un rayon polarisé circulairement en traversant un gaz fortement absorbant peut le rendre magnétique à un degré appréciable. MM. Righi [2] et Gray [3] ont déjà fait des tentatives infructueuses sur ce sujet. M. Righi a repris cette recherche en se servant de l'hypoazotite et du brome ; mais il

---

[1] *Nature*, 5 janvier 1899, p. 222.
[2] *Nuovo Cimento*, t. XV, p. 144 ; 1884.
[3] *Nature*, 16 février 1899, p. 367 ; — Voir plus bas, p. 367.

a encore obtenu un résultat négatif [1] ; il résulte de ces expériences que l'intensité d'aimantation doit être inférieure à 10^{-6} C. G. S.

P. PETTINELLI. — Sopra alcune proprietà termiche dell' aria scintillata (Sur certaines propriétés thermiques de l'air qui a été traversé par des étincelles). — P. 117.

M. Wilson [2] a constaté que les rayons X, agissant sur l'air humide qui se détend, produisent un nuage plus persistant que s'ils n'agissent pas. M. Pettinelli [3] a déjà observé que les rayons X accélèrent la vitesse de refroidissement d'un corps dans l'air ; ses dernières expériences l'ont conduit à énoncer que l'air ionisé par le passage des étincelles produit ces deux actions.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad alcune nuove forme di pompe di Sprengel e ad alcune forme semplici di tubi Röntgen (Nouvelles formes de la pompe de Sprengel et formes simplifiées des tubes de Röntgen). — P. 120.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad alcune modificazioni delle pompe di Geissler (Quelques modifications de la pompe de Geissler). — P. 189.

M. Guglielmo a indiqué quelques formes simplifiées se rapprochant du type primitif de la pompe de Sprengel ; les appareils qu'il a pu construire ainsi lui ont permis d'obtenir la raréfaction des tubes à rayons X ; la facilité de leur construction est un précieux avantage pour les laboratoires, qui ne disposent souvent que de crédits insuffisants pour l'achat des appareils perfectionnés que l'on fabrique actuellement, et dont une rupture amène souvent la perte totale.

L'auteur a modifié la pompe de Geissler sur les mêmes données, et le modèle qu'il en indique a l'avantage d'être facilement transportable. Le robinet recouvert de mercure rend pratiquement nulle la quantité d'air qui peut pénétrer dans la pompe même si sa construction est défectueuse. La suppression du long tube disposé au-dessous du ballon fixe réduit la partie rigide à 20 ou 30 centimètres ; une ampoule auxiliaire sert à l'expulsion des gaz, qui traversent forcément la paroi du tube de caoutchouc. Pour éviter l'obstruction du

---

[1] *Rendiconti dei Lincei*, 17 juillet et 18 décembre 1898.

[2] *Proceedings of the Royal Society*, t. LIX, p. 338 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 618 ; 1898.

[3] *Nuovo Cimento*, t. VIII, p. 299 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 694 ; 1899.

robinet qui pourrait résulter de l'introduction d'une gouttelette de mercure, on donne au canal de ce robinet une forme conique ou on le munit de cannelures latérales.

L'auteur recommande d'enduire les robinets de verre avec un mélange de vaseline et de colophane fondues ensemble ; ce mélange transparent permet de voir le robinet et d'apercevoir les fentes qui peuvent se produire.

Les tubes à vide décrits par M. Guglielmo permettent d'atteindre la raréfaction des tubes de Crookes; mais il ne semble pas que l'on puisse obtenir les raréfactions extrêmes; les rayons X produits ainsi ne sont, en effet, pas très pénétrants.

G. SPADAVECCHIA. — Influenza del magnetismo sulle proprietà thermolettriche del bismuto e delle sue leghe (Influence du magnétisme sur les propriétés thermo-électriques du bismuth et de ses alliages). — P. 161.

M. Spadavecchia, après avoir étudié les alliages du bismuth avec l'étain[1], passe aux alliages avec le plomb.

La variation de la force électromotrice thermo-électrique de ces alliages augmente avec l'intensité du champ : elle change avec le sens de l'aimantation.

Voici quelques valeurs pour un champ magnétique de 4.500 unités :

Proportion p. 100 de plomb	F. thermo-élect. ordinaire du couple formé avec le cuivre	$\frac{E' - E}{E}$
0 (Bi pur)	+ 0,00164	+ 0,1463
0,094	+ 0,00150	+ 0,1401
0,15	+ 0,00142	- 0,4788
14	+ 0,000088	— 0,7727
25	— 0,000169	+ 0,2071
40	— 0,000007	+ 0,1214
66,6	+ 0,0005	— 0,04

A.-G. ROSSI. — Alcune osservazioni su l'interrutore elettrolitico (Quelques observations sur l'interrupteur électrolytique). — P. 199.

G. PACHER. — Su alcune esperienze eseguite coll'interruttore di Wehnelt (Sur quelques expériences exécutées avec l'interrupteur de Wehnelt). — P. 444.

M. Rossi emploie pour éviter la rupture de l'anode dans l'interrupteur de Wehnldt un fil de platine de 6 à 8 centimètres soudé à

[1] *Il Nuovo Cimento*, t. IX, p. 432 ; 1899 ; — *J. de Phys.*, ce volume, p. 107.

l'extrémité d'un gros fil de cuivre de 10 centimètres de longueur environ ; cette électrode est immergée dans l'électrolyte surmonté d'une couche de 8 à 10 centimètres d'huile d'olive ou de pétrole, dans laquelle la soudure et une partie du fil de platine doivent rester plongées. Cette disposition permet le réglage de la partie active de l'anode.

Un champ magnétique semble souffler sur la gaine incandescente. Avec les basses fréquences, c'est-à-dire les forces électromotrices faibles, l'influence du champ magnétique est mieux marquée.

G. GUGLIELMO. — Sui raggi catodici, sui raggi Röntgen e sulle dimensioni e la densità degli atomi (Sur les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen, et sur les dimensions et la densité des atomes). — P. 202.

L'auteur continue le commentaire des travaux de Lenard, qu'il a récemment exposés [1]. Il indique une méthode plus simple pour obtenir la relation entre l'absorption d'un corps par les rayons cathodiques et la somme des sections de toutes les molécules absorbées.

A. BATTELLI et L. MAGRI. — Sui raggi anodici e sui raggi catodici (Sur les rayons anodiques et les rayons cathodiques). — P. 264.

Les expériences de MM. Battelli et Magri sont un complément d'un premier travail de M. Battelli sur les effluves unipolaires [2].

Une électrode d'un tube à vide communique avec un pôle d'une machine de Holtz ; le reste est isolé ; en face de l'électrode, on observe une tache fluorescente avec auréole azurée. Un aimant sépare l'effluve en deux parties : celle qui provoque la fluorescence est déviée comme les rayons cathodiques ordinaires ; l'autre, qui a l'aspect d'une auréole, se ramasse en un étroit faisceau, dévié, un peu avant l'aimant, en sens inverse de la précédente. Les premiers rayons, que les auteurs appellent rayons cathodiques, ont une action réductrice ; les autres, les rayons anodiques, ont une action oxydante.

En introduisant un cylindre de Faraday dans le tube, les auteurs ont vérifié les charges de ces rayons.

---

[1] *Il Nuovo Cimento*, t. IX, p. 131 ; — *J. de Phys.*, ce volume, p. 101.
[2] *Il Nuovo Cimento*, t. VII, p. 81 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 742 ; 1898.

A. AMERIO. — Sulla resistenza delle soluzioni saline in movimento (Sur la résistance des solutions salines en mouvement. — P. 276.

D'après I. Bosi [1], le mouvement modifie la résistance des solutions salines; la variation est faible. S'il y a concentration au pôle positif, la résistance est diminuée par un mouvement dans le sens du courant, et inversement. C'est le contraire qui a lieu, si la concentration se fait au pôle négatif. Si l'électrolyse est normale, il n'y a pas de variation.

E.-H. Hall [2] n'a obtenu que des résultats négatifs.

M. Amerio remarque que, si les expériences de Bosi ne peuvent être critiquées, les conclusions qu'il en a tirées ne sont pas nécessaires. En effet la conductibilité des électrolytes employées croît avec la concentration ; si celle-ci a lieu à l'anode, et si le mouvement est de même sens que le courant, il rend la colonne étudiée plus concentrée que si elle restait au repos et diminue sa résistance.

Observation analogue pour les autres cas.

R. MALAGOLI. — Sul modo di funzionare del coherer. (Sur le mode de fonctionnement du cohéreur). — P. 279.

M. Malagoli a repris l'expérience de M. Tommasina [3], sous une forme qui permet de tirer d'importantes conséquences.

Un disque métallique, communiquant avec l'extérieur et saupoudré de copeaux de laiton, est placé dans le fond d'un vase rempli de pétrole, ou d'huile de vaseline, dans lequel on immerge une petite sphère tenue par un fil métallique. Un conducteur est au sol, l'autre relié à un pôle d'une machine statique faible.

Pour une distance un peu forte des électrodes, il y a décharge convective accompagnée d'attractions et répulsions de la limaille, le circuit reste ouvert. Si la distance diminue, il se forme une chaîne entre les électrodes, et les autres grains retombent. Le circuit est fermé. L'auteur explique le fait par une induction électrostatique, qui cesse dès que la sphère et le disque sont reliés métalliquement.

La chaîne se forme même avec la limaille de fer, ce que Tommasina n'avait pu observer ; ceci tient sans doute à ce qu'il employait

(1) *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 249; 1897.
(2) *Physical Review*, t. VII, p. 246; 1898.
(3) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 1092 et 1225, et t. CXXIX, p. 40.

l'eau comme liquide intermédiaire ; la conductibilité de celle-ci empêche dès lors le champ d'atteindre au début sa valeur maxima, et les phénomènes sont moins nets.

Dans l'air, le phénomène se produit difficilement, peut-être par suite de la déperdition par les pointes des grains de limaille.

Dans les cohéreurs, il faut un temps inappréciable pour que les mouvements de convection rendent possible le passage des étincelles ; ces mouvements doivent commencer même sous l'action de champs à inversions très rapides ; ils augmentent la compacité de la poudre, si les distances ne sont pas déjà suffisantes pour laisser passer l'étincelle.

A. POCHETTINO. — Sulle variazioni dell' effetto Peltier in un campo magnetico. (Sur les variations de l'effet Peltier dans un champ magnétique). — P. 284.

M. Pochettino emploie, pour la mesure du coefficient de l'effet Peltier, la méthode imaginée par Straneo [1].

La valeur du coefficient de l'effet Peltier varie avec l'aimantation, croît d'abord jusqu'à une valeur de 0,008958 correspondant à un champ de 98 unités, puis décroît et repasse par sa valeur normale pour un champ de 345.

La formule, déduite des expériences de Houllevigue [2], avec la formule de Thomson [3], ne représente bien le phénomène que jusqu'à un champ de 700. La variation de la valeur du coefficient est indépendante de la direction d'aimantation.

A. BATTELLI et A. STEFANINI. — Sulla velocità dei raggi catodici e sulla conductività elettrolitica dei gas (Sur la vitesse des rayons cathodiques et sur la conductivité électrolytique des gaz). — P. 324.

J.-J. Thomson [4], Lenard [5], Wien [6], Kaufmann [7], par l'observation de la courbure que subissent les rayons cathodiques dans un

---

(1) *Rend. dei Lincei*, pp. 197 et 346, 1er semestre 1898.

(2) *Ann. de Chimie et de Phys.*, 7e série, t. VII, p. 495 ; 1896.

(3) *Phil. Trans.*, L. R. S., p. 722 ; 1856.

(4) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXXIV, p. 293 ; 1897 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 39 ; 1898.

(5) Lenard, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 279 ; 1898 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 369 ; 1898.

(6) Wien, *Verh. d. physik. Ges. zu Berlin*, p. 165 ; 1897 et p. ; 10, 1898 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 561 ; 1898.

(7) Kaufmann, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 431 ; 1898 ; — *J. de Phys.*, t. VII, p. 561 1898.

champ magnétique ou électrostatique, et Wiechert [1], par des moyens tout différents, arrivent, pour la vitesse des rayons cathodiques, à des valeurs peu différentes de celle de la vitesse de la lumière.

Au contraire, des expériences antérieures de J.-J. Thomson [2] avaient conduit à la valeur de 200 km.: sec, et celle de Majorana [3] à 600 km.: sec. C'est à cet ordre de grandeur que se rangent MM. Battelli et Stefanini.

La méthode employée par les auteurs est la suivante : Un électromètre à quadrants est relié successivement à diverses électrodes-sondes disposées dans un long tube de décharge. S'il y a un retard entre l'instant où l'électrode est frappée par les rayons et celui où l'aiguille commence à dévier, il est indépendant de l'électrode auxiliaire considérée. L'affaiblissement du faisceau avec la distance est négligeable.

La décharge dans le tube est produite par l'interruption du circuit primaire d'un Ruhmkorff; on interrompt presque aussitôt le circuit de l'électromètre; si l'interruption a lieu avant que les rayons cathodiques aient atteint l'électrode, l'électromètre ne dévie pas. On peut ainsi déterminer l'écart minimum qui doit exister entre les deux ruptures pour que l'aiguille commence à dévier. Pour réaliser cette expérience, les auteurs ont employé un interrupteur, constitué par une roue de 1 mètre de diamètre tournant à la vitesse de 25 tours par seconde et portant, à sa périphérie, deux couteaux, qui viennent rompre les deux circuits en coupant deux petites barrettes de bismuth ou d'un alliage très fragile de bismuth et zinc.

Les résultats ont conduit à la valeur de 60 km. : sec. pour une pression de 0,005 millimètre de mercure et une chute de potentiel de 25.000 volts, et à 120 km. : sec. pour 0,001 de mercure et 120.000 volts.

Si les phénomènes lumineux sont dus aux particules qui transportent les charges, on peut mesurer la vitesse du déplacement, en appliquant le principe de Döpler-Fizeau. Les auteurs ont obtenu un résultat négatif dans cette recherche.

La décharge dans les gaz est accompagnée de modifications chimiques, probablement une dissociation des molécules; les ions mis

---

(1) Wiechert, *Götting. Nachr. math. phys. Classe*, p. 292; 1898.

(2) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, p. 358; 1894, et t. XXXXIV, 1895; — *J. de Phys.*, t. IV, p. 87; 1895.

(3) Majorana, *Nuovo Cimento*, 5e série, t. VI, p. 336; 1897; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, 1898.

en liberté sont ensuite renvoyés par les électrodes avec une vitesse plus ou moins grande, suivant le degré de raréfaction(1).

V. VOLTERRA. — Sul flusso di energia meccanica (Sur le flux de l'énergie mécanique). — P. 337.

Les principales contributions qui aient été faites à l'étude du *flux d'énergie* sont dues à Poynting(1) et à Wien. Poynting a étudié le cas du mouvement de l'énergie dans le champ électro-magnétique. Wien a traité le sujet d'une manière systématique, étudiant la localisation et le mouvement non seulement dans le cas examiné par Poynting, mais aussi dans celui de l'élasticité, de l'hydrodynamique et de la chaleur.

Le professeur Volterra étudie le cas, laissé de côté jusqu'ici, de la force newtonienne et des systèmes discontinus.

L'énergie mécanique, qu'il s'agit de suivre dans ses différentes transformations, se compose de l'énergie cinétique, de l'énergie élastique et de l'énergie potentielle des forces newtoniennes qui agissent sur les différentes parties du système. Pour traiter le cas général, il faut nécessairement supposer l'énergie potentielle distribuée dans tout l'espace, même dans les parties où ne se trouve pas la matière agissante.

Soit F la force par unité de masse en un point, à une certaine époque; au bout d'un temps très court t, elle devient F'; le vecteur $FF' = G$ représente le changement de la force en grandeur et direction : c'est l'accroissement de la force pendant le temps t. L'auteur considère alors le vecteur $I = \frac{G}{t}$, qui représente l'*accroissement de la force pendant l'unité de temps* et en déduit les *lignes* et *tubes d'accroissement de force*. A ces lignes il joint les *lignes de mouvement* de la matière, c'est-à-dire tangentes en chaque point à la vitesse V de la particule qui passe par ce point. Il considère enfin les *lignes de tension* définies de la façon suivante : en tout point de l'espace occupé par la matière, on imagine un élément plan normal à la direction de la vitesse V, et l'on détermine un vecteur T, qui est la tension par unité de surface exercée sur cet élément par la partie opposée à

(1) J. Thomson et Rutherford, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXXII, p. 292; 1896; — Bouty, *Comptes Rendus*, CXXIX, t. p. 152; 1899; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 10.

celle vers laquelle la matière se déplace ; les lignes de tension sont tangentes, en chaque point, à ce vecteur.

M. Volterra établit que le vecteur qui représente le flux d'énergie mécanique est la somme des trois vecteurs suivants.

1° $\frac{I \times U}{4\pi}$, U étant le potentiel newtonien ;

2° $V\rho\left(\frac{V^2}{2} - U\right)$, ρ étant la densité de la matière au point où la vitesse est V ;

3° V . T.

Le flux de l'énergie mécanique totale est ainsi la résultante des trois flux, qui ont lieu suivant les tubes d'accroissement de force, les tubes de mouvement et les tubes de tension. Les premiers parcourent tout l'espace ; les deux derniers sont restreints aux régions occupées par la matière.

T. TARGETTI. — Sulla produzione dell'ozono per via elettrolitica (Sur la production de l'ozone par voie électrolytique). — P. 360.

L'auteur recherche les meilleurs conditions à réaliser pour la production de l'ozone par électrolyse des solutions acides. La quantité d'ozone pour une quantité déterminée d'énergie électrique croît avec la densité du courant à l'anode. La solution d'acide sulfurique qui convient le mieux est celle qui pèse 22° Baumé.

A. AMERIO. — Se i raggi del Röntgen favoriscano il raffreddamento di un corpo (Si les rayons de Röntgen favorisent le refroidissement d'un corps). — P. 366.

M. Pettinelli [1] a cru observer que les rayons X accélèrent légèrement le refroidissement d'un corps chaud dans l'air. M. Amerio, par des méthodes plus sensibles, n'est pas parvenu à mettre cette action en évidence. Si donc les rayons X agissent, comme il semble probable, il le font à un degré bien inférieur à celui trouvé précédemment.

[1] *Il Nuovo Cimento*, t. VIII, p. 299 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 694 ; 1899.

O.-M. CORBINO. — Reciprocità nei fenomeni magneto-ottici (Reciprocité dans les phénomènes magnéto-optiques). — P. 408.

Fitzgerald (1) et Gray (2) ont prévu la possibilité de créer un champ magnétique par la propagation d'un rayon circulaire dans un milieu absorbant et ont cru vérifier expérimentalement ce fait. Righi (3) a, au contraire, montré que cette vérification ne peut être faite avec les moyens dont nous disposons actuellement.

Sheldon (4) a cru observer la production d'un champ magnétique autour d'un rayon de lumière à plan de polarisation tournant.

M. Corbino a cherché à reproduire l'effet Sheldon, mais il augmente la vitesse de rotation de 300 tours à 2 millions, en remplaçant le dispositif mécanique de Sheldon par un dispositif optique.

La lumière provenant d'une lentille cylindrique étroite est polarisée horizontalement et reçue sur un biprisme auquel est adossée une lame quart d'onde de Bravais. On obtient deux images virtuelles conjuguées de la source et polarisées circulairement en sens inverse. Le faisceau est réfléchi sous une incidence voisine de la normale par un petit miroir qui effectue 50 tours par seconde; il donne ainsi un faisceau à plan de polarisation tournant, à raison de 2 millions de tours par seconde, auquel on fait traverser une bobine à grand enroulement, reliée à un électromètre Mascart rendu idiostatique ou à un téléphone.

L'effet devrait être, si les conditions sont les mêmes, 6.000 fois plus fort que dans l'expérience de Sheldon, tandis que M. Corbino n'a rien pu observer; il attribue en conséquence l'effet Sheldon à des causes perturbatrices (5).

L'auteur a abordé aussi la question en recherchant si la lumière polarisée peut exercer une action sur un milieu déjà aimanté lorsqu'elle le traverse. Les résultats ont été complètement négatifs.

---

(1) *Nature*, p. 307, 16 février 1899.

(2) *Nature*, p. 222, 5 janvier 1899.

(3) *Rendiconti dei Lincei*, p. 325, 1899.

(4) *The American Journal of Science*, t. LXXXX, p. 196; 1899.

(5) Le raisonnement par lequel Sheldon cherchait l'« inverse » du phénomène de rotation du plan de polarisation de la lumière, par la création d'un champ magnétique, était d'ailleurs tout à fait superficiel (Voir *J. de Phys.*, 2e sér., t. X, p. 191; 1891) Et, en transportant son raisonnement, de la polarisation rotatoire magnétique, à la polarisation rotatoire naturelle, on a pu lui demander s'il comptait, en envoyant dans un verre d'eau, son rayon lumineux à plan de polarisation tournant, *arriver à sucrer l'eau...*

G. TELESCA. — Energia spesa dalle scariche oscillatorie nei tubi a vuoto (Energie dépensée par les décharges oscillatoires dans les tubes à vide). — P. 420.

L'auteur étudie les quantités de chaleur développées dans les tubes portés à raréfaction croissante par les décharges oscillatoires quand on fait varier le potentiel, la quantité d'électricité, la période et l'amortissement.

Un condensateur formé de bouteilles de Leyde, disposées de façon à permettre de modifier la capacité, est chargé par une machine de Holtz ou un Ruhmkorff; la décharge se fait dans un tube à vide disposé dans un calorimètre genre Bunsen. Un micromètre à étincelles et une hélice variable pour modifier la self-induction sont insérés dans le circuit et placés respectivement dans des calorimètres à colonne liquide.

M. Telesca déduit de ses expériences que la valeur du rapport de la quantité de chaleur développée dans l'étincelle ordinaire à celle développée dans le tube à vide, dans les mêmes conditions, croît avec la raréfaction, la distance explosive, la période d'oscillation et l'amortissement.

G. PACHER. — Anomalia dell'attrito interno dell'acqua in prossimità a 4 gradi (Anomalie du frottement interne de l'eau au voisinage de 4°). — P. 435.

Lussana [1] a trouvé que la courbe qui représente la variation de la résistance électrique des solutions aqueuses avec la température présente, vers la température du maximum de densité de l'eau, une inflexion.

Certaines expériences ont montré que les coefficients de température de la résistance des solutions salines et du frottement interne ont une marche égale. M. Pacher a vérifié, pour le coefficient de frottement interne de l'eau, une anomalie au voisinage de 4°, comme pour la résistance électrique des solutions salines.

G. GOISOT

[1] *Atti del R. Istituto Veneto*, t. IV, p. 1466; 1893.

SUR LES SOURCES DE LUMIÈRE MONOCHROMATIQUES ;

Par MM. CHARLES FABRY et A. PÉROT.

Dans un grand nombre d'expériences d'optique, il est nécessaire d'employer une source de lumière monochromatique ; cette source doit souvent être intense, ou plutôt même avoir un éclat intrinsèque élevé, condition toujours avantageuse, et particulièrement utile dans bien des cas, lorsque l'on veut, par exemple, éclairer vivement une fente sans que le faisceau à la sortie soit trop divergent. Bien des expériences ne sont possibles qu'avec des sources de cette nature ; jusqu'à présent, on a surtout employé la lumière jaune du sodium dans la flamme d'un brûleur ou du chalumeau oxhydrique. La lumière de cette source étant très complexe, car les deux principales raies spectrales qu'elle donne sont très voisines et souvent renversées, il a fallu, quand on a voulu produire des interférences à grandes différences de marche, employer d'autres sources ; c'est ainsi que MM. Michelson et Morley ont fait usage de la vapeur de cadmiun ou de mercure, rendue incandescente par la décharge électrique. Ces sources sont précieuses, mais leur éclat intrinsèque n'est pas très grand ; nous avons été amenés à étudier quelques sources, et ce sont les résultats de cette étude que nous voulons indiquer.

Dans les calculs de l'optique, on considère toujours une vibration rigoureusement pendulaire existant indéfiniment. Un pareil mouvement ne peut être réalisé et les sources réelles donnent toujours un ébranlement limité plus ou moins complexe, qui peut être regardé comme la superposition d'une série de perturbations pendulaires dont les périodes sont comprises dans un certain intervalle. Plus cet intervalle est resserré, plus la lumière s'approche d'être théoriquement monochromatique ; le spectre sera constitué par une bande de largeur finie, d'autant plus étroite que la lumière s'approchera plus d'être simple.

L'appareil qui permet de juger du degré de simplicité d'une lumière et de la largeur d'une raie est le spectroscope. Il faut en tous cas que le pouvoir de définition de l'instrument soit supérieur à la largeur de la raie ; de plus, cette largeur ne suffit pas à définir la nature du mouvement : il faut connaître la répartition de la lumière en fonction de la longueur d'onde. Dans bien des cas une radiation

est accompagnée de composantes ou satellites, dont le nombre et la disposition n'ont rien de commun d'une raie à l'autre, et dont les éclats relatifs dépendent pour une même raie spectrale de la manière dont l'illumination est produite. Enfin la largeur de chacune de ces composantes peut varier.

L'emploi d'une source donnant une lumière monochromatique a encore un grand intérêt lorsqu'il s'agit de mesures de longueur; mais alors il ne suffit plus que la raie soit fine, il faut que la longueur d'onde soit invariable, et qu'on puisse la reproduire toujours identique à elle-même, avec le même éclat relatif des composantes; sans quoi si l'on opère avec des appareils ne séparant pas ces dernières, le centre de gravité de la raie, qui importe seul pour ces appareils, variera d'une expérience à l'autre. Les conditions requises sont donc : finesse et invariabilité de l'éclat des composantes.

Les procédés employés pour se procurer un faisceau de lumière monochromatique se réduisent actuellement à deux :

1° Simplifier un faisceau de lumière blanche :

L'emploi de milieux absorbants ne peut donner que des résultats grossiers, parfois cependant très utiles ; on peut encore projeter un spectre sur une fente; théoriquement le degré de simplicité du faisceau obtenu n'est limité que par la largeur de la fente et par le pouvoir de définition de l'instrument employé. Mais il est à remarquer que l'éclat intrinsèque de la source ainsi constituée sera d'autant plus faible que la perfection requise dans la simplicité sera plus grande. Même avec la lumière solaire il est difficile de se procurer un faisceau quelque peu intense. En tous cas, l'installation est toujours assez compliquée, comprenant un appareil dispersif de grande puissance et nécessitant l'immobilité absolue de l'ensemble, si la longueur d'onde de la source ainsi constituée doit rester absolument invariable pendant toute la durée de l'expérience ; de plus, sauf dans le cas où l'on emploie la lumière solaire, il n'y a point de repères relatifs à la longueur d'onde dont on fait usage ; ceci peut être une gêne s'il s'agit d'expériences dans lesquelles la longueur d'onde est une donnée fondamentale. C'est, en définitive, ce procédé que l'on utilise dans les expériences de *spectres cannelés*, mais alors on étudie un phénomène en fonction de la longueur d'onde.

2° Emploi de la lumière émise par un gaz :

Les gaz rendus lumineux émettent en général, sauf à pression élevée, une lumière dont le spectre est composé d'un certain nombre

de raies brillantes; cette lumière est, par suite, la superposition d'un certain nombre de lumières monochromatiques que l'on peut isoler plus ou moins facilement l'une de l'autre, suivant que ces radiations sont plus ou moins voisines dans le spectre. Dans le cas où elles sont assez distantes, des milieux absorbants pourront suffire; en général il faudra faire usage de systèmes dispersifs qui pourront, la plupart du temps, être assez rudimentaires, sauf s'il s'agit de raies très voisines; certaines méthodes spéciales peuvent alors être employées, telle celle basée sur la biréfringence du quartz qui a été indiquée par M. Mascart, et qui convient bien pour la séparation des deux raies D, qu'il est difficile de réaliser autrement.

Un gaz peut être rendu lumineux de plusieurs manières : il est de toute nécessité d'élever la température de la vapeur, mais la méthode directe par échauffement de l'enceinte qui la contient n'est jamais utilisée, car elle donnerait des sources d'éclat intrinsèque trop faible, la température n'étant pas assez élevée. Tout au plus, ce procédé convient pour observer certains phénomènes, par exemple le renversement de raies de basse température, telles que les raies D.

Les autres procédés d'illumination peuvent être ainsi classés : introduction de la vapeur dans la flamme, illumination par une décharge électrique sous forme d'effluve, d'étincelle ou d'arc.

Les *propriétés* de la lumière émise par un même gaz varient beaucoup avec le procédé d'illumination employé, à tel point que les spectres de certains métaux sont méconnaissables quand on passe d'un procédé à un autre; il n'est pas possible de parler du spectre d'un corps sans spécifier les conditions de production. Il s'en faut de beaucoup que l'on ait déterminé l'influence des divers facteurs : on peut cependant énoncer certains résultats généraux.

Tout accroissement de pression du milieu dans lequel a lieu l'émission se traduit par une petite variation dans la longueur d'onde des radiations émises; chaque raie se déplace légèrement vers le rouge à mesure que la pression augmente; cet effet est toutefois très petit.

L'éclat relatif des diverses radiations varie beaucoup suivant le mode d'illumination, à tel point que telle raie, prépondérante dans un cas, est absente dans un autre. La température paraît jouer le principal rôle dans ces variations d'éclat, les diverses raies se comportant d'ailleurs de façons très diverses à ce point de vue. Soit une vapeur qui, dans des conditions déterminées, a un pouvoir absorbant

a et un pouvoir émissif e. La loi de Kirchkoff donne la relation :

$$e = a \cdot f(t),$$

f étant une fonction qui est la même pour tous les corps ; cette fonction croît avec t, et elle est sensiblement nulle au-dessous de 400° à 500°, pour toutes les valeurs de λ qui correspondent au spectre visible.

Dans certains cas, a est sensiblement indépendant de t ; toutes les radiations prennent une intensité croissante à mesure que t augmente ; c'est ce qui a lieu pour *les corps noirs* $a = 1$. Pour les gaz, il en est tout autrement : t ayant une valeur déterminée, a est une fonction de λ qui présente des maxima très accusés, et qui est sensiblement nulle en dehors de ces valeurs ; c'est ce qui caractérise un *spectre de lignes*. Si, au voisinage d'un de ces maxima, la fonction a est indépendante de t, on aura une *raie stable*, qui se produira à toute température supérieure à 400 ou 500°, avec une intensité croissante avec t. Mais le peu que l'on sait sur les propriétés optiques des vapeurs permet d'affirmer qu'il n'en est pas toujours ainsi. Cela résulte : 1° d'expériences directes sur l'absorption ; certains spectres d'absorption se modifient radicalement lorsque la température s'élève, celui de la vapeur d'iode par exemple, ce gaz devenant incolore au rouge blanc ; 2° de l'étude de l'émission qui montre que ces spectres se modifient lorsque la température varie.

Dans le cas où a ne varie pas ou varie peu avec t, on aura une raie qui sera stable à toutes les températures : ce sont les raies *spontanément renversables* (Cornu), ou les *raies longues* (Lockyer). Très fréquemment un certain maximum de a n'apparaît qu'à température élevée : on aura une raie de température élevée, *raie courte ;* de pareilles raies ne seront pas observables dans les flammes en général. Enfin il peut arriver qu'un maximum disparaisse à température élevée, alors on aura une raie de température modérée.

C'est probablement aux considérations précédentes qu'il faut rattacher les différences considérables que présentent selon les cas les spectres d'un même métal ; en particulier, celles qui existent entre les spectres de flammes, d'arc et d'étincelles ; ou encore les spectres de décharge dans les gaz raréfiés suivant qu'il y a ou qu'il n'y a pas de condensateur. Ces différences peuvent être assez accusées pour produire un changement complet, un même gaz pouvant donner deux spectres sans aucune raie commune (argon).

De plus, la constitution d'une raie donnée n'est pas la même suivant la source employée : la nature et l'intensité des composantes varient comme nous l'indiquerons plus loin, de sorte que la longueur d'onde moyenne doit varier d'une source à l'autre. Il est à remarquer d'ailleurs que cet effet n'a d'importance que dans les recherches de haute précision là où une variation de quelques millionièmes est sensible. Dans les recherches courantes on peut considérer toutes les sources qui donnent la raie 520,9 de l'argent, par exemple, comme la donnant avec la même longueur d'onde.

Enfin, à éclat total égal c'est l'éclat intrinsèque qui fait la valeur d'une source, l'éclat total qui dépend de l'étendue de la source n'a souvent qu'un intérêt secondaire; l'avantage appartient nettement ici aux sources électriques.

Pour l'étude de ces sources, seuls les appareils interférentiels, supérieurs aux meilleurs spectroscopes et aux réseaux, conviennent. Les expériences dont nous allons parler ont été faites avec nos méthodes de spectroscopie basées sur l'emploi des franges des lames argentées, qui permettent de *voir* et d'*étudier directement* les composantes au point de vue de leur longueur d'onde et de leur éclat.

A. *Flammes.* — Nous ne dirons que quelques mots des flammes, presque seules employées autrefois, et qui constituent une source extrêmement médiocre ; le nombre des métaux qui peuvent être utilisés est très restreint. La lumière est très instable, généralement faible, la source très étendue, de sorte que l'éclat intrinsèque est peu élevé. Le sodium si usité autrefois est en particulier un mauvais étalon ; le fait que les raies D sont difficiles à séparer et sont facilement renversables est un grand inconvénient dans bien des cas.

B. *Gaz ou vapeurs illuminés électriquement.* — Ce mode d'illumination est déjà ancien : c'est celui des tubes de Geissler ; MM. Michelson et Morley ont reconnu les remarquables propriétés de la lumière émise par ces tubes, qui, lorsqu'ils contiennent des vapeurs métalliques, émettent un nombre relativement faible de radiations très fines, donnant des interférences avec des différences de marche très considérables.

Ces tubes à gaz présentent des particularités intéressantes; un même tube peut fournir des spectres très différents suivant les conditions d'alimentation électrique. Ces variations sont sans doute liées

à des différences de température du gaz illuminé; la température doit être beaucoup plus élevée dans le cas de décharges durant très peu que dans celui de décharges relativement lentes; c'est ainsi que l'interposition d'un condensateur avec une distance explosive diminue la finesse des raies, tandis que l'alimentation par courant alternatif ou même par courant continu donne des radiations d'une finesse remarquable. Lorsque la décharge se fait sans être disruptive, on a seulement les raies de basse température. Avec un condensateur et une distance explosive, le spectre se rapproche de celui que donne l'étincelle d'induction éclatant dans l'air; il est rationnel de penser que la température est alors bien plus élevée, la dépense d'énergie se faisant dans un temps beaucoup plus court; les raies sont alors moins fines.

L'addition d'un condensateur faisant apparaître un certain nombre de raies nouvelles, nous nous sommes demandés si le mode d'excitation n'aurait pas une influence sur celles des raies qui subsistent dans tous les cas. Les points à examiner étaient les suivants : quelle est l'influence du mode d'alimentation du tube sur la longueur d'onde, la finesse des raies, la constitution de celles qui se présentent comme composées de plusieurs radiations et en particulier sur l'éclat relatif des composantes.

Nous n'avons jamais observé de véritable variation de longueur d'onde tant sur la composante principale que sur les secondaires. Par contre, dans les raies complexes, comme la raie verte du mercure, nous avons constaté des variations sensibles dans les intensités relatives des diverses composantes : ce résultat peut avoir une certaine importance, car la longueur d'onde d'une radiation multiple, observée au moyen d'un appareil qui n'en sépare pas les diverses composantes est une longueur d'onde moyenne qui n'est constante qu'autant que la position et l'éclat relatif des composantes sont fixes.

Enfin la finesse des raies est sujette à de grandes variations avec le procédé d'alimentation électrique du tube. Cette étude nous a conduit à des progrès sensibles au point de vue de la finesse des raies et, par suite, de la production des interférences à grande différence de marche.

1° *Bobine avec condensateur en dérivation sur le secondaire.* — Nous ne reviendrons pas sur les résultats obtenus en actionnant le tube par la bobine seule; ils ont été décrits à maintes reprises et notamment par M. Michelson.

Si l'on place en dérivation sur le tube un condensateur, avec une distance explosive de quelques millimètres sur l'un des fils de communication, on substitue la décharge du condensateur à celle de la bobine. On fait ainsi apparaître une série de raies nouvelles : un tube à cadmium donne toutes les raies de la lampe à cadmium de M. Hamy; celles des raies qui existaient déjà sont fortement élargies, et leur lumière ne peut produire d'interférences à grandes différences de marche. Enfin dans le cas de raies multiples l'éclat des composantes secondaires est accru, ce qui peut produire une altération de la longueur d'onde moyenne.

Des résultats de cette nature peuvent expliquer le désaccord qui existe entre le nombre trouvé par M. Hamy pour le rapport des longueurs d'onde des raies rouge et verte du cadmium, et celui qu'indique M. Michelson, et que nous avons toujours trouvé exact.

On obtient aussi des raies élargies par les décharges à haute fréquence, dispositif de M. d'Arsonval. Une machine de Holtz ne donne qu'une lumière très faible quand on l'emploie seule; avec un condensateur, elle donne le même résultat que la bobine.

Il semble résulter de ce qui précède que, pour obtenir des raies fines et de longueur d'onde bien déterminées, il faut éviter toute discontinuité dans la décharge. La bobine même sans condensateur est loin de satisfaire à cette condition. Ces considérations nous ont amenés à essayer d'autres modes d'alimentation.

2° *Courant alternatif*. — On obtient déjà de meilleurs résultats par l'emploi du courant alternatif sinusoïdal de tension suffisamment élevée. Les raies obtenues sont plus fines que dans le cas de décharges de bobines. En outre, la lumière est très fixe, les tubes durent en général plus longtemps, et l'on est débarrassé de l'interrupteur toujours sujet à mal fonctionner.

Le courant nécessaire n'est que de quelques millièmes d'ampère, mais il faut une tension d'environ un millier de volts; l'emploi d'un petit transformateur est extrêmement pratique, on peut l'actionner par un petit convertisseur d'égale puissance, l'ensemble constitue alors une installation commode et simple, c'est celle que nous employons le plus souvent; le fonctionnement du tube est parfaitement régulier et nous en avons toute satisfaction.

3° *Courant continu*. — Les meilleurs résultats, au point de vue de la finesse des raies et de la faiblesse des composantes secondaires, nous ont été fournis par la lumière obtenue en reliant les deux élec-

trodes du tube à une source de courant continu, présentant une différence de potentiel de 7 à 800 volts au moins. Nous employons une batterie de 500 petits accumulateurs de 0,4 ampère-heure de capacité, qui peuvent maintenir la décharge pendant très longtemps, puisque le courant nécessaire n'est que de 3 à 4 milli-ampères. Les éléments ont été construits au laboratoire et sont rechargés par groupes de 100.

L'allumage du tube nécessite souvent une différence de potentiel plus élevée que celle qu'il faut pour l'alimentation ; aussi avons-nous intercalé, d'une manière permanente dans le circuit, l'appareil d'induction connu sous le nom de coup de poing de Breguet, de telle sorte qu'en le faisant fonctionner la force électromotrice produite s'ajoute à celle de la batterie. Les quelques milliers d'ohms des bobines de l'appareil traversés par un courant de 3 à 4 milli-ampères ne font perdre qu'un nombre de volts insignifiant. Pour régler le courant, on intercale, en outre, une résistance constituée par un tube plein d'eau dans lequel plongent deux fils de cuivre dont on peut régler la longueur immergée.

La lumière obtenue est parfaitement fixe, facile à régler ; les raies sont extrêmement fines. Les quatre raies du cadmium nous ont permis de produire des interférences visibles respectivement aux différences de marches suivantes :

Raie rouge.....	28 centimètres, soit	435.000	longueurs d'onde
Raie verte......	24 —	472.000	—
Raie bleue	20 —	417.000	—
Raie violette....	16 —	342.000	—

Il est à remarquer que, étant donnée la faiblesse de la raie violette et l'éclat de la verte, on peut presque considérer comme identiques les nombres de longueurs d'onde indiqués ci-dessus.

Avec la raie verte du mercure, nous avons encore observé des interférences pour une différence de marche de 43 centimètres, soit 790.000 longueurs d'onde. Ce résultat conduit à penser que le mouvement lumineux peut être regardé comme régulier pendant près de 1.000.000 de périodes.

L'extrême finesse des raies que donne le courant continu facilite toutes les observations d'interférences à grande différence de marche ; c'est ainsi que les coïncidences des raies verte et rouge du cadmium sont encore observables avec des différences de marche de 18 centi-

mètres, ce qui permet de mesurer sans intermédiaire des épaisseurs de 9 centimètres.

En résumé, l'emploi du courant continu pour l'obtention de phénomènes d'interférences à très grandes différences de marche est recommandable au point de vue de la finesse des raies et de l'éclat relativement faible des composantes. La simplicité sans doute beaucoup plus grande des phénomènes de décharge et l'absence de troubles violents dans celle-ci sont sans doute liées à ces propriétés. Aussi considérons-nous ce mode d'alimentation comme le meilleur chaque fois que la longueur d'onde devra s'introduire comme étalon de longueur.

C. *Étincelle d'induction.* — On peut, en provoquant la décharge d'une bobine entre des pôles des différents métaux et en mettant en dérivation un condensateur, obtenir le spectre de presque tous les métaux. La décharge se fait à température très élevée dans ces conditions, ainsi qu'en témoigne la présence dans le spectre des raies de l'air. Les raies sont toujours larges et ne sauraient donner d'interférences qu'avec des différences de marche petites.

Tout récemment M. Hemsalech a étudié ce qui se passe quand on introduit dans le circuit de décharge une self-induction ; il a produit ainsi un allongement de la période de la décharge, toujours oscillante même quand il n'y a pas de bobine : il en résulte un abaissement de la température, l'énergie transformée en chaleur l'étant dans un temps plus long. Cet effet se traduit par la disparition des raies de l'air et des raies de haute température des métaux. La décharge est moins régulière que dans les tubes, étant disruptive, et les raies obtenues sont beaucoup moins fines que dans ce cas, tout en l'étant plus que lorsqu'il n'y a pas de self-induction.

Au point de vue des interférences à grandes différences de marche, l'étincelle d'induction fournit une source absolument inutilisable, sans qu'il faille lui dénier de précieuses qualités, facilité d'emploi, possibilité de s'appliquer à tous les métaux, à l'état métallique, ou même à l'état combiné, solide ou liquide.

D. *Arc électrique.* — Pour obtenir dans la lumière de l'arc électrique les raies d'un métal, il faut que la vapeur qui se trouve dans l'arc soit celle du métal que l'on veut étudier. Le métal peut être introduit de deux manières, soit en produisant l'arc entre des morceaux du métal lui-même, soit en employant des charbons creux dans l'intérieur desquels on place un morceau du métal, ou un sel aussi

réfractaire que possible. Le premier procédé convient pour les métaux peu fusibles, tels que le fer ; le second, pour les corps fusibles ou volatils.

Les spectroscopistes de l'école américaine font un fréquent usage de cette source; en France, elle est beaucoup moins répandue et mériterait d'être plus employée, quoi qu'elle ne présente pas tous les caractères de la stabilité. Elle est fort brillante, mais son éclat, souvent fort variable d'un instant à l'autre, est un obstacle à son usage, surtout si l'on opère par observation directe et non par photographie. Avec certains métaux on a des raies assez fines : l'arc au fer, par exemple, donne des interférences au-delà de 10 millimètres de différence de marche, pour certaines raies tout au moins. Son spectre peut fournir un ensemble de points de repère ; nous avons déterminé les longueurs d'onde d'un certain nombre de ces raies ; ces résultats seront donnés dans un mémoire ultérieur.

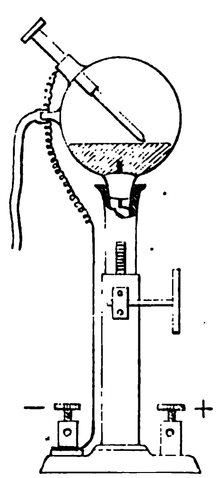


FIG. 1.

L'arc produit entre un bain de mercure comme électrode positive, et un crayon de charbon comme électrode négative, nous a donné de très bons résultats, pour les interférences à petites différences de marche. L'appareil tel qu'il est construit par M. Pellin est représenté par la figure ci-contre (*fig.* 1). La lumière obtenue est très brillante, se prête bien aux projections en lumière monochromatique, très stable; grâce à la présence d'une raie violette, on peut opérer par

photographie ; il existe même une ou plusieurs raies ultra-violettes dont il est nécessaire de se débarrasser ; on le peut facilement en interposant sur le trajet du faisceau une cuve contenant une dissolution de sulfate de quinine.

L'intensité du courant est de 8 à 10 ampères ; le voltage, d'une trentaine de volts.

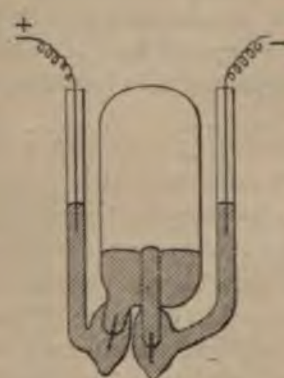


FIG. 2.

On obtient des résultats bien supérieurs en produisant l'arc dans le vide ; les raies sont beaucoup plus fines, puisque nous avons pu, toujours avec le mercure, obtenir dans ce cas des anneaux avec une différence de marche de 22 centimètres, correspondant à la 400.000e frange. L'arc au mercure dans le vide a été découvert et étudié par M. Arons ; sous la forme extrêmement commode que nous lui avons donnée *fig.* 2, il consiste en une ampoule de verre contenant du mercure jusqu'au tiers de sa hauteur ; à l'intérieur de cette ampoule se trouve soudé un tube de verre fermé à sa partie inférieure ; du mercure remplit ce tube, il n'y a pas communication entre les deux masses mercurielles séparées par la tranche du tube. Des contacts sont pris par des fils de platine avec les deux masses. Le vide cathodique est fait dans l'ampoule ; pour allumer l'arc, il suffit d'agiter légèrement l'appareil, les deux mercures viennent au contact, puis se séparent par capillarité, et l'arc s'allume. Au bout de quelques instants il se présente comme une houppe blanchâtre lumineuse ; le courant doit être alors de 3 à 4 ampères, le voltage aux bornes ne dépasse pas 20 volts ; mais, pour avoir de la stabilité,

il faut l'alimenter avec une source d'au moins 30 volts et intercaler une résistance dans le circuit. L'intensité lumineuse peut s'élever à 1 carcel, et, comme la source est très petite, l'éclat intrinsèque est très élevé, ce qui, comme nous l'avons dit, est une excellente condition. Le fonctionnement de l'appareil ne nécessite aucune surveillance, même pour des expériences de longue durée.

Le spectre de cette source est identique à celui des tubes de M. Michelson à vapeur de mercure ; en laissant de côté quelques raies peu brillantes, il comprend dans la partie visible une raie violette, une verte et deux jaunes, dont les longueurs d'onde sont :

435,8343; 546,07424; 576,95984; 579,06593.

La constitution de la raie verte est la même que celle des tubes de M. Michelson. Une des composantes est très prédominante.

Pour utiliser cet arc comme source de lumière monochromatique, il faut isoler l'une des radiations. Pour éliminer la verte et la violette, une cuve de quelques millimètres d'épaisseur contenant une dissolution d'éosine convient parfaitement, la lumière des raies jaunes passe seule ; on l'emploiera pour observer les dédoublements ou recompositions de ces raies. Pour éliminer les raies jaunes, on interposera une cuve contenant une solution saturée de chlorure de didyme, qui présente une bande d'absorption juste pour ces longueurs d'onde : une cuve contenant une solution de chromate neutre de potasse élimine la raie violette ; la superposition de ces deux cuves ne laissera donc passer que la raie verte. La cuve de chromate, employée seule, permettra d'observer les superpositions ou dédoublements de la raie verte avec les jaunes ; cette observation sera utile pour les mesures de longueur.

Enfin la présence de la raie violette permet d'opérer par photographie ; comme pour l'arc dans l'air, il faut se débarrasser des raies ultra-violettes, en interposant une cuve contenant une solution de sulfate de quinine dans l'acide sulfurique.

Frappés de la valeur de l'arc au mercure dans le vide, nous nous sommes demandés si l'on n'améliorerait pas aussi l'arc entre métaux solides en la faisant jaillir dans le vide.

Il ne fallait pas songer à produire un arc d'une manière permanente, à cause des phénomènes de transport de matière qui accompagnent le fonctionnement de l'arc à courant continu ; d'autre part, l'arc à courant alternatif ne peut être entretenu à basse tension entre

métaux ; nous avons réussi à tourner cette difficulté en produisant un arc discontinu ; l'appareil comprend une pièce fixe permettant de saisir un morceau du métal à étudier, cette pièce est en communication avec le pôle + de la source ; l'autre pôle est relié à une sorte de doigt amovible qui peut être en différents métaux et qui, en général, dans nos expériences est en fer enveloppé d'une feuille d'argent ou de cuivre. Ce doigt est porté à l'extrémité d'un ressort muni d'une masse de fer qui se trouve devant le noyau d'un électro-aimant, dont la bobine est intercalée dans le circuit de l'appareil. A l'état de repos le doigt est en contact avec le métal de la pince ; dès que l'on ferme

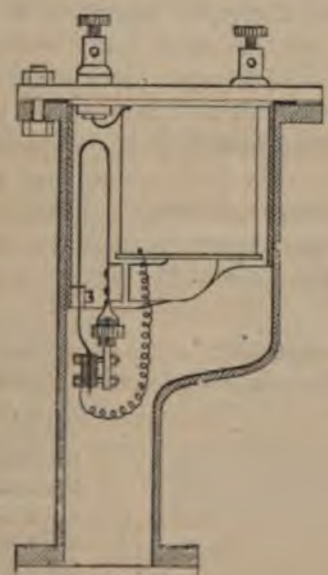


Fig. 3.

le circuit, le contact est rompu et un arc jaillit entre la pince et le doigt : le doigt étant attiré tant que le courant passe et sa distance à la pince augmentant sans cesse, il arrive un moment où l'arc s'éteint ; le doigt revient alors au contact avec la pince et les phénomènes se reproduisent comme précédemment. Le mouvement du doigt est identique à celui d'un trembleur de sonnette. L'appareil tout entier, bobine comprise, est enfermé dans une enceinte métallique fermée à la partie antérieure par une glace, dans laquelle on

fait le vide. Dans certaines expériences nous avons employé un ballon. L'appareil est construit par M. Jobin. Il est représenté par la *fig*. 3.

Nous avons appliqué cette source à l'étude de quelques raies de l'argent, du cuivre, du zinc; elle nous a permis, en employant un alliage de sodium et d'argent, de faire l'étude de la constitution des raies jaunes du sodium. Les résultats relatifs aux longueurs d'onde sont consignés dans le tableau ci-joint.

En résumé, nous avons montré la possibilité d'améliorer encore le fonctionnement des tubes de M. Michelson, d'employer comme source monochromatique intense l'arc au mercure de M. Arons, modifié par nous, d'utiliser les raies d'un certain nombre de métaux pour les interférences à grandes différences de marche dans l'arc dans le vide, et, par suite, en en mesurant les longueurs d'onde, de créer de nouveaux points de repère dans le spectre. Les longueurs d'onde indiquées ci-dessous sont rapportées à celles qu'a déterminées M. Michelson. Dans le tableau ci-joint nous avons indiqué les longueurs d'onde des raies du cadmium, bien qu'elles soient dues à ce savant, pour former un tableau complet; nous avons indiqué, en outre, la source sur laquelle la mesure a été faite, ce qui est important comme nous l'avons dit, pour les raies à composantes.

Métal	Source	Longueur d'onde	Observateurs
Mercure....	arc dans le vide.........	435,8343	Pérot et Fabry.
Zinc........	trembleur dans le vide...	468,0138	—
Zinc........	— ...	472,2164	—
Cadmium...	tube....................	479,99107	Michelson.
Zinc........	trembleur dans le vide...	481,0535	Pérot et Fabry.
Cadmium...	tube....	508,58340	Michelson.
Cuivre......	trembleur dans le vide...	510,5543	Pérot et Fabry.
Cuivre......	— ...	515,3251	—
Argent......	— ...	520,9081	—
Cuivre......	— ...	521,8202	—
Mercure	tube...................	546,07424	—
Argent......	trembleur dans le vide...	546,5489	—
Mercure	tube...................	576,95984	—
Cuivre......	trembleur dans le vide...	578,2090	—
Cuivre......	— ...	578,2159	—
Mercure	tube..................	579,06593	—
Sodium.....	flamme................	588,9965	—
Sodium.....	—	589,5932	—
Zinc........	trembleur dans le vide..	636,2345	—
Cadmium ...	tube....................	643,84722	Michelson.
Lithium	flamme................	670,7846	Pérot et Fabry.

APPAREIL POUR LA MESURE DE L'INTENSITÉ DES CHAMPS MAGNÉTIQUES (1);

Par M. A. COTTON.

I. — Les appareils employés pour la mesure directe, en valeur absolue, des champs magnétiques, se rattachent à deux méthodes distinctes.

Dans la première méthode, on utilise un phénomène d'induction produit par le déplacement dans le champ d'un conducteur mobile. On mesure alors : soit la quantité d'électricité mise en mouvement lors du déplacement (emploi d'une bobine retournée dans le champ, ou tirée hors du champ, et d'un galvanomètre balistique); soit la force électromotrice qui correspond à une vitesse connue d'une portion de conducteur (appareil de M. Bouty, récemment décrit dans ce journal) (2).

Dans la seconde méthode on mesure l'action mécanique exercée par le champ sur un circuit mobile parcouru par un courant connu. Cette méthode de mesure exige seulement, comme appareil de mesure électrique, un ampèremètre étalonné: or le champ est le plus souvent créé lui-même par un courant dont il faut connaître la valeur (3).

Cette seconde méthode a été appliquée par différents physiciens. Certains d'entre eux (Stenger, K. Angström) ont employé une bobine placée dans le champ et qui tend à se renverser sous l'action de celui-ci : ce procédé n'est plus applicable lorsque l'entrefer est étroit. D'autres ont cherché à réaliser un *élément de courant* placé dans le champ à étudier : MM. Leduc, Houllevigue, Miot, etc., ont utilisé à cet effet le galvanomètre à mercure de M. Lippmann en déterminant aussi exactement que possible, pour les mesures absolues, l'*épaisseur* de la cuve (4). D'autre part, M. Eric Gérard a décrit un *mesureur de champs magnétiques*, où une partie d'un fléau de balance est parcouru par un courant qui lui arrive par des fils souples. Ce fléau est engagé dans le champ, et l'action qui s'exerce sur lui est mesurée par des ressorts

(1) Voir, pour les détails, un article publié dans *l'Éclairage électrique*.

(2) Bouty, *Journal de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 253; 1898.

(3) De plus, comme on le verra, on peut souvent utiliser le même courant pour exciter l'électro-aimant et pour mesurer le champ.

(4) Au plus égale à la distance entre les pièces polaires.

tarés au préalable : c'est à ce dernier appareil que se rattache plus particulièrement celui dont je vais indiquer le principe [1].

II. — Imaginons un champ magnétique, uniforme, d'intensité $\mathcal{H}$ C. G. S. et un *élément de courant* de longueur l centimètres, d'intensité i ampères, dirigé perpendiculairement aux lignes de force du champ. Pour fixer les idées, les lignes de force seront horizontales et perpendiculaires au plan de la figure et l'élément de courant sera situé horizontalement dans ce plan. Sur cet élément s'exerce une force perpendiculaire au plan passant par le courant et par les lignes de force, qui sera, par conséquent, dans le cas que j'ai supposé, verticale. La valeur de cette force est

$$\frac{\mathcal{H}li}{10} \text{ dynes,}$$

ou bien

$$f = \frac{\mathcal{H}li}{10.981} \text{ grammes [2].}$$

Tout se passe donc comme si le poids de l'élément de courant était augmenté (ou diminué, suivant le sens du courant) de f grammes.

Si, par exemple, le champ est de 10.000 C. G. S., la longueur l de 1 centimètre, le courant i de 1 ampère, la force f dépasse quelque peu, comme on le voit, 1 gramme. On pourra donc la mesurer *directement*, et avec précision, *avec une balance*.

Si le champ est plus faible, la mesure se fera encore avec précision, même sans employer une balance très sensible, *si l'on peut augmenter la valeur de la longueur l ou l'intensité du courant i*. C'est ce que j'ai cherché à réaliser. J'y suis arrivé en employant, non pas un élément de courant mobile, mais une sorte de bobine plate, pouvant être formée de *plusieurs* spires, et disposée de telle manière que, seule, l'action exercée par le champ *sur un de ses côtés* intervienne dans la mesure.

III. — Un dispositif qui se présente tout naturellement à l'esprit

---

[1] Sous sa forme actuelle, il ne convient qu'aux champs magnétiques dont les lignes de force sont voisines de l'horizontale, mais cette condition peut être facilement remplie par les appareils ordinaires de laboratoire (aimants ou électro-aimants).

[2] Je prends ici, pour la valeur de l'accélération de la pesanteur 981 centimètres par seconde. En réalité, c'est la valeur de *g au lieu où on opère*, qui intervient dans la formule. En comparant avec précision une action électromagnétique *bien constante*, à l'action que la terre exerce sur une masse connue, on pourrait faire des mesures relatives de l'accélération de la pesanteur aux différents points du globe.
Cette remarque s'applique évidemment aux électrodynamomètres balances.

est le suivant : Imaginons (*fig.* 1) qu'on suspende à un plateau d'une balance hydrostatique [1] un cadre ABCD, de forme rectangulaire,

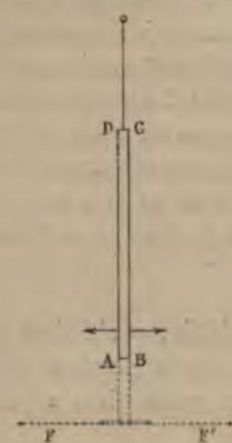


FIG. 1.

dont les côtés verticaux AD, BC soient très allongés. Le côté AB est placé dans le champ à mesurer de façon à couper les lignes de force à angle droit ; le côté CD est placé au-dessus et se trouve assez loin pour qu'on puisse négliger le champ qui existe dans cette région [2]. Supposons qu'un courant, arrivant par des fils souples attachés en C et D, circule dans le cadre : l'action exercée sur CD est négligeable, les actions subies par les côtés verticaux sont nécessairement des forces horizontales qui ne sont pas transmises par le fil de suspension ; il n'y a donc à considérer que l'action sur le côté AB : c'est la force f dont nous avons indiqué la valeur. Si l'on connait la longueur l de AB, on aura immédiatement la valeur du champ en mesurant la force f, par la formule :

$$\mathcal{H} = \frac{10.981 f}{l \cdot i}.$$

(1) Il est bon de munir la balance de deux butoirs avec lesquels on limite à son gré, la course du fléau. On peut, par exemple, employer deux vis à large tête dont la pointe est en haut, fixée aux deux bouts de la fourchette qui sert à supporter le fléau quand on ne s'en sert pas.

(2) On mesure en effet, en réalité, la *différence* entre les champs existant en AB et en CD. Si le champ en CD n'était pas négligeable, on pourrait le déterminer au préalable, mais il est facile d'employer une réglette assez longue pour rendre la correction négligeable.

Si le champ à mesurer, donné par un électro-aimant, est un peu intense, on peut employer une seule spire : on réalisera le circuit en prenant une longue réglette mince de bois [1], à bords bien parallèles, de largeur proportionnée à l'étendue des pièces polaires, et en appliquant soigneusement sur sa tranche une mince bande de cuivre recuit attaché ensuite. La mesure de l se fait alors très facilement : c'est la distance entre les deux côtés [2] : on mesure avec un pied à coulisse cette distance sur l'appareil construit et on retranche du nombre trouvé l'épaisseur de la bande de cuivre employée. Une largeur de l de l'ordre du centimètre se détermine ainsi facilement à moins de $\frac{1}{100}$.

Si le champ est plus faible, et s'il n'est pas très étendu, il sera cependant facile d'augmenter la longueur utile l, en enroulant sur la bobine plusieurs couches successives séparées par un ruban de soie [3].

L'appareil ainsi formé est très facile à construire, mais il présente un inconvénient. Lorsque le courant est lancé dans l'appareil, on voit parfois la bobine tourner autour du fil vertical qui la supporte ; ou bien elle est attirée par une des pièces polaires. Ces effets, comme on le comprend facilement, sont dus aux actions subies par les côtés BC, AD. Quand l'appareil est bien en place, les forces agissant sur ces côtés sont horizontales (et même peuvent s'équilibrer d'elles-mêmes), mais cette position est instable. On est alors conduit, pour maintenir la bobine dans le plan où elle doit se mouvoir, à lester l'appareil par un poids convenable placé en bas, et à munir, en outre, l'extrémité inférieure d'une tige aux deux bouts de laquelle viennent s'attacher deux fils horizontaux FF′, un peu fins, légèrement tendus, qui s'opposent aux mouvements de rotation (*fig.* 1). Les fils souples servant à amener le courant dans la bobine, dirigés perpendiculairement au plan de la figure et attachés en C et en D,

---

[1] Il faut paraffiner ou vernir le bois employé et toutes les substances hygrométriques employées.

[2] Il n'est pas nécessaire que AB soit exactement perpendiculaire aux côtés verticaux, ni même exactement rectiligne, puisqu'on peut (si le champ ne varie pas très vite autour de AB) imaginer qu'on remplace chaque élément de courant par ses composantes.

[3] Si la mesure directe de l devient difficile, on la fera par comparaison en plaçant successivement dans un même champ la bobine à mesurer et une bobine étalon à une seule spire.

concourent également à maintenir le plan de la bobine dans sa position normale.

IV. — Les fils FF' doivent être placés horizontalement et doivent être réglés chaque fois qu'on a à déplacer l'appareil : c'est là un inconvénient. En outre, le courant arrivant par des fils souples ne peut être très intense.

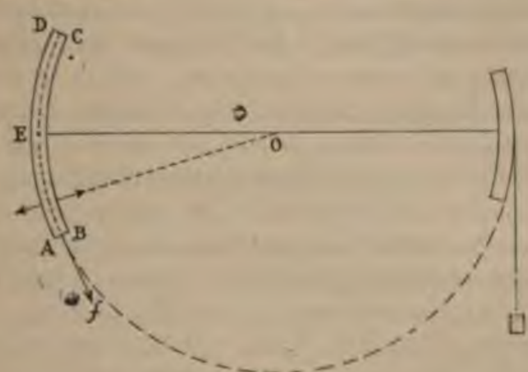


Fig. 2.

Aussi ai-je perfectionné l'appareil en employant un appareil d'exploration *fixé* au fléau de la balance (*fig.* 2). L'un des bras de ce fléau porte à son extrémité une *palette*, plate et mince, sur laquelle est placé le circuit ABCD. Pour éviter que les actions sur les grands côtés n'interviennent, je donne à ces côtés BC, AD la forme d'arcs de cercle dont le centre commun est en O, tandis que les petits côtés AB, CD sont dirigés approximativement suivant des rayons, le côté CD étant toujours placé assez loin pour que le champ agissant sur lui soit très faible.

Les forces agissant sur les côtés curvilignes sont, quel que soit le champ, normales à chaque élément du courant et rencontrent, par suite, l'axe de rotation. Ces forces n'auront aucun effet si cet axe est bien invariable. Pour que cette dernière condition soit remplie, le couteau central est un couteau long et échancré, dont les deux extrémités l'une en avant, l'autre en arrière du plan de la figure, reposent dans des rainures pratiquées dans la pièce servant de support.

D'autre part, le courant suit à l'aller et au retour des conducteurs fixés au fléau, les points d'arrivée et de sortie étant formés par deux

pointes de platine situées dans le prolongement de l'axe de rotation, et qui enfoncent quelque peu dans du mercure contenu dans des godets. La partie déformable du circuit est alors très près de l'axe, ce qui est évidemment la meilleure place ; la balance garde à très peu près sa sensibilité, et, de plus, on peut employer des courants plus intenses qu'avec l'autre appareil.

Je n'insisterai pas ici sur les détails de construction de la bobine d'exploration : cet appareil, que l'on peut réaliser de diverses manières, peut avoir une épaisseur très réduite et convient bien alors à l'étude des champs lorsque l'entrefer est très étroit. J'ajouterai seulement qu'il est commode pour faire la mesure de la force agissante, de placer les poids destinés à établir l'équilibre dans un plateau suspendu par un fil s'appuyant sur le pourtour d'un cercle ayant pour rayon la circonférence moyenne de l'arc employé comme bobine. Les poids mesurent alors directement la force cherchée, et, de plus, il n'y a pas à se préoccuper de l'horizontalité du fléau.

L'appareil que construit M. Pellin, représenté *schématiquement* par la *fig.* 3, porte deux arcs de même circonférence moyenne, mais correspondant à deux valeurs de l différentes, et dont on peut intervertir la position en retournant le fléau bout pour bout, le plateau étant toujours attaché au bras du fléau qui n'est pas parcouru par le courant.

V. — Quelle que soit la forme de l'appareil, on s'en sert par l'un ou l'autre des procédés suivants :

1° En procédant à *courant constant :* on lance dans le circuit mobile un courant connu, et on équilibre son action par des poids marqués. Il faut avoir soin d'établir, au préalable, l'équilibre de la balance, *après* avoir excité l'électro-aimant produisant le champ à mesurer, afin d'éliminer les très légères attractions ou répulsions que produisent le magnétisme ou le diamagnétisme des substances engagées dans le champ. Quand cela est possible [1], on lance le courant dans la bobine dans un sens déterminé, on établit l'équilibre de la balance en utilisant, pour achever l'opération, l'écrou de réglage e; puis on change le sens du courant et on rétablit avec des poids l'équilibre : ces poids représentent le double de la force cherchée.

Par ce procédé on peut souvent, quand on a à mesurer le champ

[1] Lorsqu'on étudie, en le mesurant de proche en proche, un champ variant rapidement, il peut arriver que, *pour un sens du courant*, l'équilibre devienne instable.

d'un électro-aimant, utiliser le même courant pour l'exciter et pour mesurer le champ qu'il produit. Un seul ampèremètre étalonné est alors nécessaire pour des mesures absolues. Pour des mesures relatives il suffit de maintenir constant le courant utilisé et on peut se dispenser de faire la mesure géométrique de la bobine. On peut employer ce procédé pour l'étude des propriétés magnétiques du fer, notamment pour la comparaison des perméabilités.

2° Dans le procédé à *courant variable*, après avoir établi le champ et produit l'équilibre, on ajoute (ou on retranche) un *poids fixe* dans le plateau.

On lance alors, dans le sens convenable, un courant dans la bobine, on fait varier ce courant avec un rhéostat *continu*, jusqu'à ce que l'équilibre soit rétabli ; puis on mesure le courant [1].

Ce second procédé exige deux sources indépendantes pour l'électro-aimant et pour la bobine. En revanche, il dispense de manier des subdivisions du gramme et il est très rapide. Si l'on fait la mesure pour diverses valeurs du poids, on pourra contrôler rapidement l'échelle d'un ampèremètre.

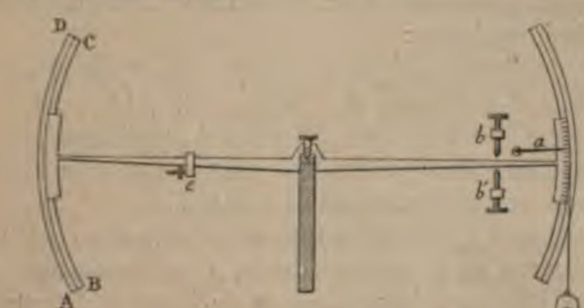


Fig. 3.

J'ajouterai que l'appareil de la *fig.* 3 permet d'étalonner un galvanomètre balistique [2]. On voit ainsi qu'il peut servir à diverses manipulations instructives. Il est bon, ce me semble, qu'un étudiant

---

[1] Il est commode d'utiliser l'un des butoirs limitant la course du fléau, en le disposant de façon à ce qu'il maintienne le fléau dans sa position primitive ; on fait varier progressivement le courant jusqu'à ce que le fléau quitte ce butoir.

[2] En déplaçant rapidement AB d'un certain angle, déterminé par la position des deux butoirs. L'aire coupée par AB est égale à $l \times n$, n étant la longueur, en centimètres, dont s'est déplacée l'échelle devant l'aiguille.

se soit exercé à mesurer directement, en les comparant à des poids, ces forces qui font tourner nos moteurs.

VÉRIFICATIONS DE DEUX FORMULES DONNANT LES VOLUMES DE VAPEUR SATURÉE ET LES TENSIONS MAXIMA EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE;

Par M. H. MOULIN.

Je suis parti de l'équation caractéristique suivante :

$$p\omega_1 = \frac{RT}{v} - \frac{b_1\omega}{v^{\frac{4}{3}}} + \frac{\frac{R'}{\omega^3}T}{v^{\frac{5}{3}}} \tag{1}$$

p, V, T, R ont leur significations habituelles : b_1 est un nombre, R′ un multiple de R′. Les coefficients ω et ω_1 sont nouveaux ; ω^3 est le rapport du covolume (s^3) au volume v ; ω_1 se rattache au rapport de la pression p_1 à la surface du covolume, à la pression p, à la surface du volume extérieur. Ce sont deux fonctions de la température ainsi exprimées :

$$\frac{\omega_c}{\omega} = 1 + \gamma\left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\omega_1}{\omega_{1c}} = 1 + \gamma'\left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \tag{3}$$

γ et γ' ayant une valeur particulière pour chaque substance, mais déterminée invariablement quand varient p, V, T.

De l'équation (1), j'ai tiré les formules suivantes, où v est le volume spécifique de la vapeur saturée, p la tension maxima à la température absolue T (voir la séance de la *Société française de physique* du 17 février 1899) :

$$\frac{T_c}{T} = \left(\frac{T_c}{T}\right)_H \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \tag{4}$$

$$\frac{v}{v_c} = \left(\frac{v}{v_c}\right)_H \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^3 \tag{5}$$

$$\frac{p_c}{p} = \left(\frac{p_c}{p}\right)_H \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^5 \cdot \frac{\omega_1}{\omega_{1c}}. \tag{6}$$

Je désire faire aujourd'hui la preuve de ces formules.

Comme on le voit, l'indice H représente la substance théorique, pour laquelle ω est constant ; et, pour déterminer les éléments de cette substance H, j'ai appliqué à l'équation (1) la règle de la droite

de liquéfaction ; étant donnée une courbe isothermique TT, p étant la tension maxima correspondant à cette température, la parallèle aux abscisses pBCA donne deux segments égaux AmCA = CnBC.

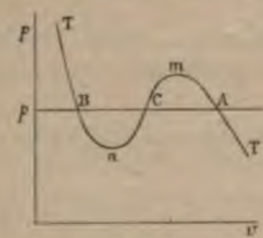


FIG. 1.

Les coefficients, y compris ω et ω_1, disparaissent dans les formules. Je porte en ordonnées les valeurs obtenues de $\log\left(\frac{v}{v_c}\right)_{\text{H}}$ en fonction de $\log\left(\frac{T_c}{T}\right)_{\text{H}}$, soit HH la courbe correspondante.

Dans les équations (4) et (5), où je remplace $\frac{\omega_c}{\omega}$ par la valeur (2) :

$$\frac{T_c}{T} = \left(\frac{T_c}{T}\right)_{\text{H}}\left[1 + \gamma\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)\right]^2, \qquad \frac{v}{v_c} = \left(\frac{v}{v_c}\right)_{\text{H}}\left[1 + \gamma\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)\right]^3,$$

je fais successivement γ égal à 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5.

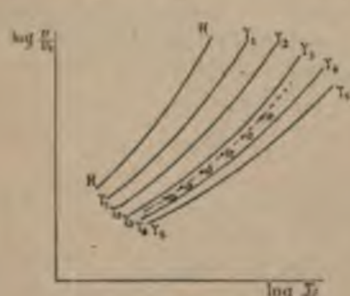


FIG. 2.

Je calcule $\log\frac{v}{v_c}$ en fonction de $\log\frac{T_c}{T}$; je porte la première valeur en ordonnées, la seconde en abscisses. J'obtiens ainsi les courbes γ_1, γ_2, γ_3, γ_4, γ_5 (*fig.* 2).

Ce canevas établi, relevons les valeurs obtenues par expérience, sur le fluorure de benzine par exemple, d'après M. Young, pour $\log \frac{v}{v_c}$ en correspondance avec les abscisses $\log \frac{T_c}{T}$. Nous obtiendrons des points tels que $a, a, a, a, a, \ldots$, et, si la règle est exacte, la courbe qui réunit ces différents points s'encadrera dans les courbes théoriques précédentes.

J'ai fait cette vérification pour les différents corps suivants :

Fluorure de benzine (de 278°,25 à 559°,55)	d'après les expériences de M. Young.
Benzine	
Chlorure de carbone	
Ether	
Acide acétique	
Alcool méthylique	

Vapeur d'eau, d'après les expériences de M. Tate (273° à 473°).
Acide carbonique, d'après les expériences de M. Amagat.

J'ai procédé de même pour la pression. On a, en développant les produits et négligeant les termes en $\gamma \times \gamma'$ ou de degré supérieur au premier en γ et γ', une formule :

$$\frac{p_c}{p} = \left(\frac{p_c}{p}\right)_H \left[1 + \gamma_1\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)\right]. \tag{7}$$

Pour savoir dans quelles limites faire varier γ, j'ai tenu le raisonnement approché suivant : si le volume moléculaire était homogène, la pression se transmettant intégralement de ce volume au volume moléculaire, on aurait :

$$\omega_1 = \frac{p_1}{p} = \frac{v^{\frac{2}{3}}}{s^2} = \frac{1}{\omega^2}.$$

Dans ce cas la formule (7) s'écrirait :

$$\frac{p_c}{p} = \left(\frac{p_c}{p}\right)_H \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^7 = \left(\frac{p_c}{p}\right)_H \left[1 + \gamma\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)\right]^7.$$

J'ai alors repris les valeurs de γ égales à 0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5, ce qui revient à faire à peu près γ_1 égale à 0,7 : 1,4 ; 2,1 ; 2,8 ; 3,5. Dans ce nouveau schéma, j'ai relevé les expériences correspondantes des mêmes auteurs. La concordance entre la théorie et l'expérience semble complète, à une exception près.

Des corps que j'ai ainsi étudiés, seul, le sulfure de carbone ne s'encadre pas très bien; il est voisin de la courbe γ_5 et la coupe. Je



FIG. 3.

ne crois pas qu'il faille condamner la théorie pour ce seul fait. On passe d'un point d'une courbe H au point correspondant à la courbe voisine A, en traçant, par exemple, pour le cas des volumes des droites inclinées des $\frac{2}{3}$ (*fig.* 3) sur l'axe des abscisses :

$$\log\frac{T_c}{T} = \log\left(\frac{T_c}{T}\right)_{\text{H}} + 2\log\frac{\omega_c}{\omega}, \qquad \log\frac{v}{v_c} = \log\left(\frac{v}{v_c}\right)_{\text{H}} + 3\log\frac{\omega_c}{\omega}.$$

Il suit de là que la courbe $\gamma = 0,5$ tracée sur le tableau provient presque tout entière de la partie basse de la courbe théorique HH; or dans les calculs de $\left(\frac{v_c}{v}\right)_{\text{H}}$ et $\left(\frac{p_c}{p}\right)_{\text{H}}$ j'ai dû négliger une petite différence, infiniment petite aux températures moyennes, mais assez importante aux températures voisines de zéro ou du point critique. Sur la figure j'ai tracé cette portion de la courbe HH, d'après les courbes expérimentales elles-mêmes.

On comprendra que j'ai suivi de préférence une piste qui me conduisait au résultat; je ne prétends pas cependant que la forme de mon équation (1) soit absolue, et la formule de M. Van der Waals donnerait peut-être de bons résultats si on y introduisait les considérations que j'ai visées ici :

1° Variation du covolume auquel on substituerait le rapport du covolume au volume;

2° Introduction d'un rapport de pression;

3° Changements proportionnels du covolume et du volume sous les efforts de la pression extérieure.

Une seule expérience (par exemple l'ébullition normale sous la pression atmosphérique), qui donnerait exactement le volume de la vapeur saturée et la tension normale à une température T donnée, pour une substance dont on connaît les éléments critiques, suffit pour déterminer la courbe correspondante.

J'espère, en conséquence, que les expérimentateurs voudront bien vérifier les formules (4), (5) et (7). J'ai donc donné le tableau des valeurs de $\log\left(\frac{v}{v_c}\right)_H$, $\log\left(\frac{p_c}{p}\right)_H$ et $\log\left(\frac{T_c}{T}\right)_H$.

$\log\left(\frac{T_c}{T}\right)_H$	$\log\left(\frac{v}{v_c}\right)_H$	$\log\left(\frac{p_c}{p}\right)_H$
0,0102575	0,4631868	0,1350277
0,0173673	0,7246131	0,2706740
0,0282458	0,9994362	0,4410722
0,0440352	1,3516497	0,7080935
0,0673555	1,8184434	1,1042577
0,1066642	2,6044119	1,8353032
0,1188155	2,8529574	2,0759306
0,1259545	3,0017178	2,2214558
0,1340506	3,1734300	2,3906425
0,1433598	3,3773613	2,5927557
0,1552290	3,6261441	2,8420136
0,1685090	3,9505899	3,1673584
0,1922496	4,3894809	3,6177906
0,1976845	4,7453607	3,9706248
0,2162729	5,2036179	4,4399738
0,2432497	6,0114915	5,2638689
0,2510342	6,2735031	5,5340386
0,2608490	6,6131208	5,8814428
0,2757650	7,0886013	6,3697237
0,2950548	7,9232324	7,2212340

THÉORIE DE LA CAPILLARITÉ;

2e mémoire (1);

Par M. Gerrit BAKKER.

§ 1. — *La fonction de force* (2). — On peut étudier la capillarité soit en concevant un liquide comme un système de molécules en mou-

(1) Voir le premier Mémoire : *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 545 ; 1899.

(2) C'est la fonction dont la dérivée par rapport à la distance r, changée de signe, donne la force qui agit sur l'unité de masse.

vement, soit en imaginant un *agent homogène* qui produit les mêmes effets extérieurs que le liquide; nous suivrons ici cette seconde manière.

Les forces s'exerçant entre les particules liquides n'agissant qu'à des distances très petites, le potentiel ψ en un point intérieur ne dépend que des éléments renfermés dans la sphère d'activité dont il est le centre et doit être proportionnel à la densité ρ; on a donc, q^2 et f étant des constantes :

$$q^2\psi = -4\pi f\rho. \tag{1}$$

A l'intérieur du liquide, les dérivées $\frac{\partial\psi}{\partial x}, \frac{\partial\psi}{\partial y}, \frac{\partial\psi}{\partial z}$ peuvent être considérées comme nulles. — Rapportons le système à trois axes de coordonnées rectangulaires.

Imaginons à gauche du plan des yz des coordonnées une masse infinie de liquide limitée à ce plan; yoz est alors un plan de niveau et les lignes de force capillaire au voisinage de ce plan sont parallèles à ox; nous avons donc

$$\frac{\partial\psi}{\partial y} = 0, \qquad \frac{\partial\psi}{\partial z} = 0.$$

Le caractère des forces capillaires exigeant que la force parallèle à ox s'annule très rapidement à partir du plan des yz, on satisfait à cette condition en posant

$$\psi = \mathcal{A}e^{-qx}, \tag{2}$$

où $\mathcal{A}$ est une constante, où q est aussi grand qu'on voudra, ce qui ne peut que changer la constante f de la relation (1).

En différenciant deux fois l'équation (2), on trouve

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = q^2\psi,$$

dans l'hypothèse

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0, \qquad \rho = 0.$$

Par permutation tournante des coordonnées x, y, z, on trouverait deux autres relations de même forme. Ces relations et les conditions

qu'elles doivent satisfaire obéissent à l'équation différentielle suivante

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = q^2\psi + 4\pi f\rho,$$

ou

$$\nabla^2\psi = q^2\psi + 4\pi f\rho. \tag{3}$$

Théorème. — *En un point x, y, z d'une masse homogène qui remplit d'une manière continue plusieurs parties de l'espace et qui obéit à la fonction de force*

$$\varphi(r) = \frac{\mathcal{A}e^{-qr} + \mathcal{B}e^{qr}}{r},$$

le potentiel ψ satisfait à l'équation différentielle

$$\nabla^2\psi = q^2\psi - 4\pi(\mathcal{A} + \mathcal{B})\rho.$$

Partons de l'identité

$$\frac{\mathcal{A}e^{-qr} + \mathcal{B}e^{qr}}{r} - \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{r} = q(\mathcal{B} - \mathcal{A}) + \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{1 \cdot 2} q^2 r + \frac{\mathcal{B} - \mathcal{A}}{1 \cdot 2 \cdot 3} q^3 r^2 + \dots$$

et posons

$$\frac{\mathcal{A}e^{-qr} + \mathcal{B}e^{qr}}{r} - \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{r} = u; \tag{4}$$

en effectuant l'opération ∇^2 sur les deux membres de (4) et en remarquant que $\nabla^2 \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{r} = 0$, il vient :

$$\nabla^2 \frac{\mathcal{A}e^{-qr} + \mathcal{B}e^{qr}}{r} = \nabla^2 u = q^2 \left\{ \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{r} + (\mathcal{B} - \mathcal{A}) q + \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{1 \cdot 2} q^2 r + \dots \right\}$$
$$= q^2 \frac{\mathcal{A}e^{-qr} + \mathcal{B}e^{qr}}{r}.$$

On peut encore écrire

$$\nabla^2\varphi = \nabla^2 u = q^2\varphi. \tag{5}$$

Où le potentiel ψ en un point (x, y, z) d'un système de masses homogènes est donné par

$$\psi = \Sigma \int \rho\varphi(r)\, dv; \tag{6}$$

où r est la distance du point (x, y, z) à l'élément de masse dont la

densité est ρ, $\varphi(r)$ étant la fonction de force. En vertu de (4) nous pouvons écrire

$$\psi = \Sigma \int \frac{\mathfrak{A} + \mathfrak{B}}{r} \rho dxdydz + \Sigma \int \rho u dxdydz.$$

L'opération ∇^2 sur les deux membres de cette relation donne

$$(7) \qquad \nabla^2 \psi = (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}) \nabla^2 \left\{ \Sigma \int \frac{\rho dxdydz}{r} \right\} + \nabla^2 \Sigma \int \rho u dxdydz.$$

En vertu de (5) : $\nabla^2 u = q^2 \varphi$; par suite, il vient

$$\nabla^2 \Sigma \int \rho u dxdydz = \Sigma \int \rho \nabla^2 u \, . \, dxdydz = q^2 \Sigma \int \rho \varphi dxdydz = q^2 \psi$$

et

$$\nabla^2 \left\{ \Sigma \int \frac{\rho dxdydz}{r} \right\} = -4\pi\rho ;$$

d'où l'on tire finalement la relation cherchée

$$(8) \qquad \nabla^2 \psi = q^2 \psi - 4\pi (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}) \rho.$$

Si l'on exprime que la fonction de force est une fonction décroissante de la distance, on démontre aisément que l'on a

$$\mathfrak{B} = 0 \quad \text{et} \quad \mathfrak{A} < 0 ;$$

on a donc définitivement

$$(9) \qquad \varphi(r) = -f \frac{e^{-qr}}{r}.$$

Réciproquement, *si ψ et ρ sont des fonctions de x, y, z telles que : 1° ψ et ses dérivées premières par rapport à x, y, z soient toujours continues ; 2° ψ satisfasse à l'équation différentielle*

$$(3) \qquad \nabla^2 \psi = q^2 \psi + 4\pi f \rho ;$$

3° *Les produits $x\psi$, $y\psi$, $z\psi$, $x^2 \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $y^2 \frac{\partial \psi}{\partial y}$, $z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z}$ soient toujours finis ; ψ est le potentiel d'une masse homogène de densité ρ, la fonction de force étant*

$$\varphi(r) = -f \frac{e^{-qr}}{r}.$$

Pour le démontrer, il suffit de prouver que l'équation (3) ne peut avoir qu'une solution avec les conditions auxquelles elle est astreinte; c'est à quoi l'on arrive par l'application du théorème de Green.

Il est intéressant de remarquer que la fonction de force capillaire (9) trouvée ainsi n'est autre que la fonction à laquelle Van der Waals arrive dans sa belle *Théorie thermodynamique de la capillarité dans l'hypothèse d'une variation continue de densité* et qu'il considère comme étant lavraie, parce qu'elle conduit à la continuité entre l'état liquide et l'état gazeux, quelle que soit la température.

§ 2. — *Énergie potentielle par unité de volume.* — L'analogie des équations

$$\nabla^2\psi = 4\pi f\rho \qquad \text{et} \qquad \nabla^2\psi = q^2\psi + 4\pi f\rho,$$

et celle des fonctions

$$-\frac{f}{r} \qquad \text{et} \qquad -\frac{fe^{-qr}}{r},$$

m'ont conduit à chercher, dans le cas des phénomènes capillaires, des expressions analogues à celles que Maxwell a trouvées pour l'énergie et les tensions dans le cas des phénomènes électrostatiques.

L'énergie potentielle s'écrit toujours

$$W = \frac{1}{2}\int \psi\rho\, dxdydz; \tag{10}$$

si on substitue à ρ sa valeur tirée de la relation (3), il vient

$$W = \frac{1}{4\pi f}\int \psi\nabla^2\psi\, dxdydz - \frac{q^2}{4\pi f}\int \psi^2 dxdydz.$$

Or l'intégration par parties donne :

$$\int \psi \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\, dxdydz = \iint \frac{\partial\psi}{\partial x}\psi\, dydz - \int \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 dxdydz,$$

et comme, à une distance infinie, ψ et $\frac{\partial\psi}{\partial x}$ s'annulent, on a :

$$\int \psi \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\, dxdydz = -\int \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 dxdydz.$$

On opérera de même par permutation tournante et on aura

$$W = -\frac{1}{8\pi f}\int \left\{ \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2 \right\} dxdydz - \frac{q^2}{8\pi f}\int \psi^2 dxdydz.$$

Si R est la force qui agit sur l'unité de masse on peut écrire

$$(11) \qquad W = -\frac{1}{8\pi f}\int R^2 dxdydz - \frac{q^2}{8\pi f}\int \psi^2 dxdydz.$$

En posant $q = \frac{1}{\lambda}$, λ étant une longueur, il viendra pour l'énergie potentielle par unité de volume

$$-\frac{1}{8\pi f}\left(R^2 + \frac{\psi^2}{\lambda^2}\right) \text{(1)}.$$

Ce qui est, changé de signe, le travail qu'il faut dépenser pour porter les particules de l'unité de volume à une distance infinie l'une de l'autre, ou, ce qui revient au même, hors de leurs sphères d'activité sensible.

§ 3. — *Tensions dans le milieu extérieur*. — Enfermons dans une surface une partie de l'*agent* homogène que nous considérons ; ce sera le système I, le reste sera le système II. — Les composantes parallèles à l'axe des x des forces que le système II exerce sur le système I ont pour résultante

$$X_1 = -\int \frac{\partial\psi}{\partial x}\rho dxdydz \text{ (2)},$$

ou, en substituant à ρ sa valeur tirée de (3),

$$-4\pi f X_1 = \int \nabla^2\psi \frac{\partial\psi}{\partial x} dxdydz - q^2\int \psi \frac{\partial\psi}{\partial x} dxdydz.$$

Or, on a

$$\nabla^2\psi\frac{\partial\psi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial x}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left\{\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2\right\} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)$$

(1) Pour $q = 0$ ou $\lambda = \infty$, on retrouve l'expression connue de Maxwell.

(2) Voir Gerrit Bakker, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 546 ; 1899.

si l'on pose

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2 - q^2\psi^2 = -8\pi f p_{xx}$$
$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\psi}{\partial z} = -4\pi f p_{yz} = -4\pi f p_{zy}$$

avec les quatre relations qui s'en déduisent par permutation tournante l'expression de X_1 devient

$$X_1 = \int\left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z}\right) dxdydz,$$

intégrale qui se transforme immédiatement en une intégrale de surface relative à la surface qui limite le système I :

$$X_1 = \int(lp_{xx} + mp_{yx} + np_{zx})\, dS.$$

On obtiendrait les valeurs de Y_1 et Z_1 par permutation tournante. En procédant comme Maxwell l'a fait pour son agent électrostatique, on déduirait des valeurs de X_1, Y_1, Z_1 l'existence d'une *tension* S_1 *dans la direction des lignes de force* et *d'une tension* S_2 *dans la direction perpendiculaire*, ces tensions étant données par

$$(12) \qquad S_1 = -\frac{1}{8\pi f}\left(R^2 - \frac{\psi^2}{\lambda^2}\right). \qquad S_2 = \frac{1}{8\pi f}\left(R^2 - \frac{\psi^2}{\lambda^2}\right). \qquad (13)$$

Ce qui montre que *la valeur absolue de l'énergie potentielle par unité de volume est égale à la tension par unité de surface perpendiculaire aux lignes de force.*

§ 4. — *Pression moléculaire.* — Soit un liquide en équilibre avec sa vapeur ; si la surface libre est plane, les lignes de force dans la *couche capillaire* et au voisinage de cette couche peuvent être considérées comme rectilignes. Or la *pression moléculaire* n'est autre que la différence entre les tensions dans la direction des lignes de force (normales à la surface) aux limites de la couche capillaire.

A l'intérieur du liquide et de la vapeur, R est nul, et l'expression (12) devient

$$\frac{1}{8\pi f}\frac{\psi^2}{\lambda^2};$$

soient ψ_1 et ψ_2 les potentiels respectifs du liquide et de la vapeur, la

pression moléculaire K est alors donnée par

$$K = \frac{1}{8\pi f \lambda^2}(\psi_1^2 - \psi_2^2). \tag{14}$$

Pour chaque phase homogène $\nabla^2\psi = 0$, et l'équation (3) donne

$$\psi = -\frac{4\pi f}{q^2}\rho, \qquad \left(q = \frac{1}{\lambda}\right);$$

d'où, en appelant ρ_1 et ρ_2 les densités du liquide et de la vapeur, il vient, en substituant dans l'expression (14), la relation connue [1]

$$K = 2\pi f \lambda^2 (\rho_1^2 - \rho_2^2). \tag{15}$$

§ 5. — *Tension superficielle.* — Elle peut être considérée comme la force, rapportée à l'unité de longueur, qui s'exerce normalement à une ligne tracée sur la surface du liquide; c'est le coefficient H du terme $\frac{2H}{R}$ qui exprime la pression moléculaire d'une masse sphérique liquide entourée de sa vapeur et supposée non pesante. Dans ce cas, la relation fondamentale (3) devient

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} = q^2\psi + 4\pi f\rho, \tag{16}$$

r étant la distance du point considéré au centre de la sphère pris pour origine des coordonnées.

Soit R le rayon de la masse liquide limitée par la couche capillaire; pour tous les points de cette couche on peut poser $r = R + h$, h variant depuis zéro jusqu'à l'épaisseur de cette couche; dans ce cas l'équation (16) devient, en négligeant h devant R,

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial h^2} + \frac{2}{R}\frac{\partial\psi}{\partial h} = \frac{\psi}{\lambda^2} + 4\pi f\rho, \qquad \left(\lambda = \frac{1}{q}\right).$$

Multiplions les deux membres par $2\frac{\partial\psi}{\partial h}$ et intégrons, il vient :

$$\frac{4}{R}\int_1^2 \left(\frac{\partial\psi}{\partial h}\right)^2 dh = \frac{\psi_2^2}{\lambda^2} - \frac{\psi_1^2}{\lambda^2} + 8\pi f\int_1^2 \rho\frac{\partial\psi}{\partial h}\,dh.$$

---

[1] GERRIT BAKKER, *loc. cit.*, p. 348.

Or $\int_1^2 \rho \frac{\partial\psi}{\partial h} dh$ est justement la grandeur K que nous cherchons [1], donc :

$$K = \frac{\psi_1^2}{8\pi f \lambda^2} - \frac{\psi_2^2}{8\pi f \lambda^2} + \frac{1}{2\pi f R}\int_1^2 \left(\frac{\partial\psi}{\partial h}\right)^2 dh.$$

Pour $R = \infty$, le dernier terme s'évanouit; la différence des valeurs de K pour $R = \infty$ et pour une valeur finie R est donc

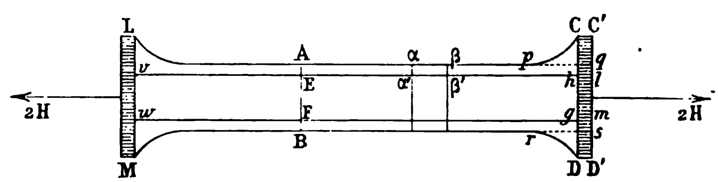
$$\frac{1}{2\pi f R}\int_1^2 \left(\frac{\partial\psi}{\partial h}\right)^2 dh = \frac{2H}{R};$$

d'où

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{\partial\psi}{\partial h}\right)^2 dh. \tag{17}$$

Supposons maintenant que la surface libre du liquide est une vraie membrane élastique dont la tension est la tension superficielle.

Imaginons (*fig.* 1) une membrane liquide, de largeur égale à l'unité, disposée entre deux lames solides maintenues à droite et à gauche par des cordes tendues dans un milieu qui ne renferme que



la vapeur du liquide. La *fig.* 1 représente une coupe de la membrane normalement à sa surface. Cette membrane est en équilibre sous l'action de la pression extérieure de la vapeur et des tensions des cordes qui doivent être égales à 2H, H étant la tension superficielle. Coupons la membrane par un plan AB normal à sa surface et au plan de la figure, et considérons le système $ApCC'D'DrBA$. Les pressions extérieures de la vapeur contre $ApCC'q$ et $BrDD'S$ sont en équilibre ; il reste donc à considérer la pression sur qS et l'in-

[1] GERRIT BAKKER, *loc. cit.*, p. 551.

fluence exercée par le liquide situé à gauche de AB. Construisons les plans eh et wg qui sont à des distances des surfaces libres égales respectivement à l'épaisseur de la couche capillaire des deux surfaces de la membrane. Entre ces deux plans règne la pression hydrostatique p_1 égale à la pression extérieure ; quant à la pression sur EF, provenant du liquide situé à gauche, elle est détruite par la pression extérieure p_1 s'exerçant contre lm. Il reste à considérer les deux masses AElq et BFmS. Soit p_2 la pression hydrostatique par unité de surface dans une direction parallèle à la surface (¹) ; la force exercée par la masse à gauche de AE est $\int p_2 dh$, où h est la direction normale à la surface de la membrane, les indices 1 et 2 se rapportant au liquide intérieur et à la vapeur. Il en est de même pour la masse à gauche de BF. Les pressions extérieures contre ql et mS sont $p_1\int dh$. L'équilibre du système AEFBrDD'CpA exige donc

$$2\int_1^2 (p_1 - p_2)\,dh = 2\mathrm{H} \qquad \text{ou} \qquad \mathrm{H} = \int_1^2 (p_1 - p_2)\,dh.$$

Si nos considérations sont justes, la valeur de H doit être identique à celle que donne la relation (17). Or, soit θ la *pression thermique* et S la *cohésion*, nous aurons dans toutes les directions $p = \theta - \mathrm{S}$, ou encore

$$p_1 - p_2 = \mathrm{S}_2 - \mathrm{S}_1, \qquad \text{d'où :} \qquad \mathrm{H} = \int_1^2 (\mathrm{S}_2 - \mathrm{S}_1)\,dh.$$

Pour la cohésion S_1 dans la direction des lignes de force (c'est-à-dire ici dans la direction normale à la surface de la membrane) nous avons trouvé

$$\mathrm{S}_1 = -\frac{1}{8\pi f}\left(\mathrm{R}^2 - \frac{\varphi^2}{\lambda^2}\right).$$

Pour la cohésion S_2 perpendiculaire aux lignes de force (ou parallèle à la surface de la membrane), nous avons trouvé

$$\mathrm{S}_2 = \frac{1}{8\pi f}\left(\mathrm{R}^2 + \frac{\varphi^2}{\lambda^2}\right).$$

(¹) C'est-à-dire la différence entre la pression thermique et la cohésion.

d'où

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 R^2 dh,$$

ce qui est justement l'expression (17), car $R = -\frac{\partial \psi}{\partial h}$.

Le raisonnement fait sur la *fig.* 1 est absolument général, et l'expression de H,

$$H = \int_1^2 (S_2 - S_1)\, dh,$$

est indépendante de la fonction de force adoptée *si θ est une quantité scalaire*, ainsi que j'ai réussi à le démontrer directement (Voir *Zeitschr. für phys. Chemie*, t. XXVIII, p. 713).

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. I, fasc. 2 ; février 1900.

R. REIFF. — Die Druckkräfte in der Hydrodynamik und die Hertz'sche Mechanik (La pression en Hydrodynamique et la Mécanique de Hertz). — P. 225-231.

L'idée fondamentale de la mécanique de Hertz est la suivante : Les forces qui agissent sur un système peuvent être remplacées par l'adjonction à ce système d'un second système, et cela de telle façon que le travail que le premier système produit sous l'action des forces, est égal à l'accroissement de l'énergie cinétique du second système. L'auteur montre, en partant des équations différentielles du mouvement d'un fluide parfait, que la pression hydrodynamique apparaît comme le potentiel des forces introduites par le principe de la conservation de la masse. Or cette proposition, qui a la certitude du principe précédent, est en désaccord avec la mécanique de Hertz.

PAUL-A. THOMAS. — Der longitudinale Elasticitatscoefficient eines Flusseisens bei Zimmertemperatur und bei hoheren Temperaturen (Le coefficient d'élasticité longitudinal d'un fer fondu à la température ordinaire et aux températures élevées). — P. 232-243.

L'auteur a étudié un fer fondu Siemens-Martin contenant

99,11 0/0 Fe, 0,20 0/0 C, une trace de Si, 0,48 0/0 Mn, 0,038 0/0 P, 0,038 0/0 S, 0,135 0/0 Cu.

Les conclusions de ces mémoires sont très peu nettes.

CHRISTIAN BOHR. — Die Löslichkeit der Kohlensäure in Alkohol zwischen — 67° et + 95° C. In — und Evasions-coefficient bei 0° (La solubilité de l'acide carbonique dans l'alcool entre — 67° et + 45° C. Coefficients d'entrée et d'échappement à 0°). — P. 244-256.

L'auteur appelle coefficient d'entrée (Invasions-coefficient) à 0° la quantité de CO^2 qui, pendant une minute, traverse 1 mètre carré de la surface supérieure de l'alcool, quand la pression de CO^2 est de 760 millimètres.

Le coefficient d'échappement (Evasions-coefficient) à 0° est la quantité de CO^2 qui, pendant une minute, s'échappe en travers de 1 mètre carré de la surface supérieure.

Le mémoire contient de nombreux tableaux, mais aucun résultat général.

U. BEHN. — Ueber die specifische Wärme der Metalle, des Graphits und einiger Legirungen bei tiefen Temperaturen (Sur la chaleur spécifique des métaux, du graphite et de quelques alliages aux basses températures). — P. 257-269.

1° Les corps sur lesquels ont porté les mesures sont : le graphite ; les métaux Sb, Sn, Cd, Ag, Zn et Mg ; les alliages laiton, Sn_6Pb, SnPb, $SnPb_6$;

2° La méthode employée est la méthode des mélanges ;

3° Les chaleurs spécifiques moyennes des métaux vont en diminuant avec la température ; cette décroissance est d'autant plus marquée que le poids atomique du métal considéré est plus petit et que les limites des températures sont plus basses.

L. MARCHIS.

U. BEHN. — Ueber die Sublimationswärme der Kohlensäure und die Verdampfungswärme der Luft (Sur la chaleur de sublimation de l'acide carbonique et la chaleur de vaporisation de l'air). — P. 270-274.

Prenons un morceau de métal à la température ordinaire et plongeons-le dans l'air liquide. Celui-ci bout tant que le métal n'a pas

pris sa température; cette vaporisation de l'air correspond à une absorption de chaleur provenant du refroidissement du métal. Si on recueille l'air qui s'échappe et si on connaît la chaleur spécifique du métal entre + 18° et — 79° ou + 18° et — 186°, on a tous les éléments nécessaires pour déterminer la chaleur de vaporisation de l'air. On peut, d'une manière analogue, déterminer la chaleur de sublimation de CO^2.

L'auteur a ainsi trouvé 50,8 cal.-grammes pour l'air liquide;

Il a trouvé 142,4 cal.-grammes pour CO^2 solide.

On peut, au moyen de ces données, connaître la densité de l'air et de CO^2 à l'état gazeux à — 183° ou à — 79°; il suffit d'appliquer la formule de Clapeyron; on trouve ainsi 0,00237 pour CO^2 et 0,00280 pour l'air.

L. MARCHIS.

G. SCHWALBE. — Ueber die experimentelle Grundlage der Exner'schen Theorie der Luftelektricität (Base expérimentale de la théorie d'Exner sur l'électricité atmosphérique). — P. 294-299.

L'auteur reprend d'anciennes expériences [1], dont les résultats étaient formellement en contradiction avec les intéressantes expériences que M. Pellat a fait connaître aux lecteurs du *Journal de Physique* [2].

Les nouvelles expériences sont faites avec des charges, positives ou négatives; on mesure alternativement les déperditions d'électricité, avec le vase plein ou vide; au début, l'eau est bouillante, et la tension, de 177 volts; l'expérience dure vingt minutes. Les tensions finales sont comprises entre 138 volts et 151 volts (avec le vase vide), entre 145 et 138 volts (avec le vase plein). Ces derniers résultats étant compris à l'intérieur des premiers, l'auteur en conclut au rejet de la théorie d'Exner.

H. SIEVEKING. — Ueber Ausstrahlung statischer Elektricität aus Spitzen (Ecoulement de l'électricité statique par les pointes). — P. 299-312.

Travail en quelque sorte complémentaire de celui qu'Himstedt [3] a publié sur les décharges par les pointes avec les courants à haute

(1) *Wied. Ann.*, 1896, p. 500.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 253; 1899.
(3) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 565; 1899.

fréquence. On sait que, dans tous les gaz, les décharges négatives se produisent plus facilement que les décharges positives. Cet effet serait nettement plus marqué pour l'oxygène et moins pour le gaz carbonique qu'il ne l'est pour l'air et l'azote.

H. DIESSELHORST. — Ueber das Problem eines elektrisch erwärmten Leiters; (Sur le problème d'un conducteur échauffé par le courant électrique) — P. 312-326.

L'auteur complète, sur plusieurs points spéciaux, l'étude théorique que Kohlrausch avait faite du même problème[1]. Il cherche, en particulier, les modifications à apporter aux formules, quand on tient compte de l'*effet Thomson*.

F. Carré.

E. HAGEN et H. RUBENS. — Das Reflexionsvermögen von Metallen und belegten Glasspiegeln (Pouvoirs réflecteurs de miroirs métalliques ou déposés sur verre). — P. 352-375.

Ces mesures comblent une lacune dans les données expérimentales actuelles; on connaissait moins bien dans le spectre visible que dans l'infra-rouge le pouvoir réflecteur de divers miroirs.

MM. Hagen et Rubens l'ont déterminé directement par une méthode spectrophotométrique, en disposant convenablement un spectrophotomètre de Vierordt-König (double fente et biprisme). On éclairait l'une des fentes par une lame de platine rendue incandescente par un courant, et l'autre par son image donnée par un miroir concave dont le centre était un peu au-dessous de la source.

J'extrais des résultats la table suivante, se rapportant à des miroirs préparés par divers procédés :

Pouvoirs réflecteurs (0/0) *sous l'incidence presque normale*

Longueurs d'onde..	450	500	550	600	650	700
Argent	90,6	91,8	92,5	93,0	93,6	94,6
Platine............	55,8	58,4	61,1	64,2	67,3	70,1
Nickel	58,5	60,8	52,6	64,9	65,9	69,8
Acier trempé	58,6	59,6	59,4	60,0	60,1	60,7
Acier non trempé..	56,5	55,2	55,1	57,0	56,9	59,3
Or.......	36,8	43,7	74,7	85,6	88,2	92,3
Cuivre	48,8	53,3	59,5	83,5	89,0	90,7

(1) Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 224; 1900.

On trouvera également (p. 373) les résultats se rapportant à divers alliages à miroirs, dont la composition est indiquée, et à des glaces de verre argentées ou amalgamées sur la face postérieure ; le pouvoir réflecteur des premières est d'environ 80 à 90 0/0 ; celui des secondes, d'environ 70 0/0.

Ces mesures seront étendues à l'ultra-violet.

A. Cotton.

W. VOIGT. — Ueber eine Dissymmetrie des Zeeman'schen normalen Triplets (Sur une dissymétrie du triplet normal de Zeeman). — P. 376-388.

M. Voigt montre comment ses calculs l'ont conduit à prévoir l'existence d'une légère dissymétrie dans les raies modifiées par le magnétisme, observées perpendiculairement au champ. La dissymétrie prévue porte à la fois sur l'intensité et sur le déplacement des deux composantes extérieures du triplet ; la composante située du côté du rouge doit avoir une intensité plus grande, celle située du côté du violet doit être plus écartée que l'autre de la raie primitive. Cette dissymétrie, toujours faible, ne s'observerait qu'avec un champ magnétique *peu intense*. On prévoit aussi son existence en partant de la considération des ions de Lorentz.

M. Voigt cite ensuite des observations que M. Zeeman a faites, à sa demande, pour rechercher si cette dissymétrie existait.

M. Zeeman vient de publier lui-même, à l'Académie des Sciences d'Amsterdam [1], ses recherches sur ce sujet, faites en photographiant avec un excellent réseau de Rowland les raies ultra-violettes du fer [2], modifiées par un champ magnétique *faible*.

Il a observé, dans le cas de plusieurs raies donnant des triplets (et aussi des quadruplets), une dissymétrie portant soit sur la place, soit sur les intensités des composantes. Cette dissymétrie est à peine sensible ; mais elle est dans le sens prévu par M. Voigt. Une raie (3733,46) présente la dissymétrie en sens inverse ; mais c'est précisément une raie présentant une anomalie (polarisation renversée [3]).

(1) Voyez *Proceedings of the Meeting of december* 30, 1899 (24 janvier 1900).

(2) M. Zeeman vient de reconnaître que les composantes latérales des quadruplets 4678 et 4800 du cadmium du triplet 4680 et du quadruplet 4722 du zinc, présentent aussi une légère dissymétrie, les composantes du côté du rouge étant plus intenses.

(3) MM. Becquerel et Deslandres (*Eclairage électrique*, XVI, p. 340 ; 1898) avaient précisément signalé une anomalie pour une raie 3732,56.

Aussi M. Zeeman, tout en reconnaissant que les recherches doivent être poursuivies, estime qu'elles paraissent venir confirmer les prévisions de M. Voigt.

On avait déjà signalé, dans certains cas, une dissymétrie des raies modifiées par le magnétisme. Je rappellerai que MM. Becquerel et Deslandres, et depuis, M. Reese, en avaient indiqué des exemples. Mais M. Zeeman, qui avait recherché avec soin si cette dissymétrie existait, s'était persuadé que diverses causes d'erreur, notamment l'apparition de raies nouvelles, expliquaient les résultats obtenus.

Si les expériences viennent confirmer la nouvelle manière de voir de M. Zeeman, il sera frappant de voir, ici encore, un exemple du rôle important joué par les théories dans cette étude du changement magnétique des raies.

A. Cotton.

W. VOIGT. — Weiteres zur Theorie der magneto-optischen Wirkungen (Encore sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques). — P. 389-398.

Ce travail théorique concerne le cas où l'observation des raies serait faite dans *une direction quelconque* oblique sur les lignes de force. Ce cas n'a encore fait l'objet d'aucune recherche expérimentale directe.

M. Voigt prévoit ainsi que les composantes extérieures du triplet doivent être polarisées elliptiquement en sens contraires (les vibrations étant les projections sur le plan de l'onde des vibrations circulaires observées suivant les lignes de force). Mais, pour la composante centrale du triplet, il prévoit *aussi une polarisation elliptique ;* le raisonnement élémentaire, fondé sur la considération des *ions* de Lorentz, ferait prévoir, au contraire, pour cette composante, une polarisation rectiligne. Mais M. Voigt estime qu'une analyse plus complète donnerait des résultats différents, et que, dans ce cas encore, ses calculs et la théorie de Lorentz doivent donner, en première approximation, des résultats concordants.

A. Cotton.

E. RIECKE. — Lichtenberg'sche Figuren im Innern von Röntgensröhre (Figures de Lichtenberg à l'intérieur des tubes de Röntgen). — P. 414.

On obtient des figures intéressantes, analogues aux figures de Lichtenberg, avec des tubes de Crookes contenant à leur intérieur un

mélange de poudres. Mais il n'est pas besoin d'avoir recours à ce procédé compliqué pour obtenir de pareilles figures.

La tache fluorescente, projetée sur le verre en face de la cathode, examinée avec soin, offre des différences d'aspect dans ses diverses parties, et l'auteur les a étudiées avec soin. La fluorescence du verre est plus faible aux points où la paroi est déjà couverte d'électricité négative, et ces points apparaissent en sombre sur fond plus clair. C'est que la vitesse des rayons cathodiques qui viennent frapper les points déjà chargés d'électricité négative est, par ce fait, diminuée. Avec des tubes plus ou moins durs, on a des apparences variables.

J. PRECHT. — Ueber das Verhalten der Leutschirme in Röntgenstrahlen (Sur le rôle de l'écran luminescent dans les rayons de Röntgen). — P. 420.

L'auteur a remarqué qu'il faut un certain temps pour que les images obtenues sur l'écran fluorescent acquièrent leur maximum d'éclat. On opère avec une machine de Töppler, pour obtenir une luminescence continue du tube; on observe qu'une main, interposée entre le tube et l'écran, apparaît d'abord par ses contours seuls, puis le squelette des doigts se dessine et apparaît enfin le squelette du carpe. Il faut, pour qu'il apparaisse, un temps qui, suivant la longueur d'étincelle équivalente au tube, a varié de 6 secondes à 62 secondes. On a pu faire des mesures en superposant plusieurs feuilles de papier de maillechort; l'une de ces feuilles est percée de trous; ces trous apparaissent sur l'écran au bout d'un temps plus ou moins long, suivant que le nombre des feuilles continues superposées est plus ou moins grand. En général, avec la bobine d'induction, on obtient des durées plus courtes qu'avec la machine statique.

B. B.

J. PRECHT. — Ueber den Einfluss der Erhitzung auf das elektrische Leuchten eines verdünnten Gases (Sur l'influence de l'échauffement sur la luminescence électrique d'un gaz raréfié). — P. 424.

Les expériences ont été faites soit avec une machine électrostatique, soit avec une batterie de 2.000 petits accumulateurs. On a employé, en général, des lampes à incandescence qu'on chauffait en y lançant un courant; les électrodes étaient de petits fils d'aluminium.

Si la tension aux électrodes est réglée de manière que la décharge commence à ne plus pouvoir passer, elle recommence à passer, et le gaz devient luminescent, dès qu'on introduit dans le tube un corps porté au rouge ou au blanc. Avec une cathode incandescente, on obtient la décharge lumineuse dans un gaz raréfié pour une force électromotrice relativement faible.

Si la tension est notablement supérieure à celle qui est nécessaire pour produire une décharge, l'échauffement a pour effet, non de supprimer la décharge, mais de la rendre obscure. Dans un gaz raréfié, au voisinage d'un corps incandescent, la décharge électrique ne produit pas de luminescence. L'échauffement a fait perdre au gaz la faculté de devenir fluorescent. Il semble que l'échauffement ait pour effet une dissociation en ions, qui elle-même serait la cause directe de la suppression de la fluorescence électrique.

B. B.

J. STARK. — Ueber elecktrostatische Wirkung bei der Entladung der Elektricität in verdünnten Gasen (Sur l'action électrostatique dans la décharge de l'électricité dans les gaz raréfiés). — P. 430.

La présence d'un corps électrisé ou d'une paroi qui produit une action électrostatique ayant pour effet d'augmenter la tension entre les électrodes dans un tube à gaz raréfié, facilite le passage de la décharge ; une action électrostatique qui abaisse la tension rend la décharge plus difficile.

C'est dans ce principe, vérifié par plusieurs expériences, que l'on trouve, en particulier, l'explication de bien des différences entre l'aspect de la décharge à la cathode et à l'anode. On sait qu'un conducteur placé contre le tube à décharge arrête la décharge s'il est près de la cathode, et ne l'arrête pas, quand il est près de l'anode. C'est que, à la cathode, la chute de potentiel étant plus grande, les variations de ce potentiel par une influence perturbatrice sont plus grandes qu'à l'anode.

B. Brunhes.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XLIX ; février 1900.

RUTHERFORD. — Radioactivity produced in Substances by the action of Thorium Compounds (Radioactivité de substances produite par l'action des composés du thorium). — P. 16.

L'intensité de la radiation était mesurée par la méthode électrique : la plaque, rendue radioactive et une plaque parallèle étaient reliées aux deux pôles d'une pile de 50 volts par l'intermédiaire d'un électromètre. L'intensité de la radiation était proportionnelle à la vitesse de l'aiguille de l'électromètre. Au lieu de deux plaques, on employait aussi deux cylindres concentriques, le radioactif étant placé à l'intérieur : Un calcul facile montre que, si on suppose le gaz ionisé par la radiation qu'il absorbe, le produit de l'intensité de la radiation par la surface active est proportionnel au courant qui passe.

M. Rutherford a ainsi vu que :

1° Tous les composés du thorium produisent la radioactivité de substances placées dans leur voisinage, de toutes si aucune n'est électrisée, des corps électrisés négativement dans le cas contraire. Dans des champs intenses, on peut ainsi concentrer la radioactivité sur des fils fins. L'oxyde de thorium est le plus actif, mais perd son pouvoir, s'il a été chauffé quelques heures à une haute température.

2° Le pouvoir de produire la radioactivité est lié à la présence de l' « émanation » des composés du thorium et dépend d'elle ;

3° La radiation est confinée à la surface du corps, elle est la même, quelle que soit cette surface, et que le corps soit conducteur ou non ;

4° L'intensité de la radiation décroît en progression géométrique avec le temps, devient égale à la moitié de sa valeur initiale au bout de onze heures.

5° La quantité de radioactivité induite est d'abord proportionnelle au temps d'exposition, mais ensuite tend vers une valeur limite assez rapidement ;

6° La quantité de radioactivité est indépendante de la pression du gaz, excepté pour de basses pressions, pour lesquelles la quantité induite sur le conducteur chargé négativement décroît avec la

pression. Elle est à peu près la même, quel que soit le gaz, avec H ou CO^2;

7° On n'a observé aucune augmentation de poids du corps rendu radioactif. La radiation n'est pas altérée en mettant le fil de platine dans une flamme, dans de l'eau chaude ou froide, dans de l'acide azotique;

8° L'HCl et le SO^4H^2 enlèvent rapidement la radioactivité de la surface du corps. La solution évaporée laisse un résidu radioactif.

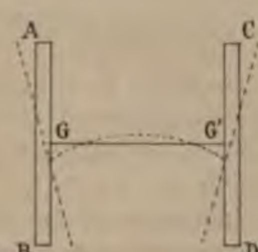
M. Rutherford donne, comme explication de ces faits, que des particules se détachent des composés du thorium pour venir se déposer sur les corps environnants chargés négativement. Ces particules seraient électrisées positivement, en traversant le gaz.

PERREAU.

G.-F.-C., SEARLE. — On the Elasticity of Wires (Sur l'élasticité des fils). — P. 193.

Indication d'un dispositif simple pour mesurer sur un même fil l'élasticité de traction (par une expérience de flexion) et la rigidité. Le rapport de ces deux coefficients suffit pour connaître le coefficient de Poisson σ.

Les deux coefficients d'élasticité se mesurent par une méthode d'oscillation.



Le fil à essayer GG', de 1 millimètre de grosseur environ et d'une trentaine de centimètres de long, est fixé par ses deux extrémités à deux barres métalliques AB, CD, qui lui sont perpendiculaires (*fig.*). Si tout le système est suspendu dans un plan horizontal, et qu'on rapproche les extrémités B et D des deux barres métalliques, on fléchit le fil GG' (comme l'indique la figure); puis, si l'on abandonne

le système à lui-même, il effectue une série d'oscillations. C'est la flexion du fil GG', qui est mise en jeu.

On reprend le même système et on le suspend de façon que le fil GG' soit vertical. On donne à la barre AB un petit déplacement horizontal, ce qui tord le fil à essayer. En abandonnant le système, on a des oscillations de torsion, où la rigidité est seule en jeu.

Si on compare les deux expériences, et qu'on veuille seulement le rapport des deux élasticités, les moments d'inertie s'éliminent. Il suffit de mesurer les durées d'oscillation dans les deux cas.

B. B.

Henri Robert WRIGHT. — Photometry of the Diffuse Reflexion of Light on malt Surfaces (Photométrie de la lumière diffusée des surfaces mates). — P. 199.

LORD RAYLEIGH. — On the Law of Reciprocity in Diffuse Reflexion (Sur l'application du principe du retour inverse des rayons à la diffusion de la lumière). — P. 324.

M. Wright a entrepris de soumettre au contrôle de l'expérience les lois de Lambert $q = Eds \cos i \cos \varepsilon$, et de Lourmel Seeliger $e = F_2 ds \dfrac{\cos i \cos \varepsilon}{\cos i + \cos \varepsilon}$.

Il réalisa des plaques suffisamment solides et présentant une surface mate en comprimant des poudres à une pression de 4 à 20 tonnes, au moyen d'une presse hydraulique et d'un poinçon d'acier.

Il constata d'abord, au moyen d'une loupe d'Haidinger, que la lumière diffusée ne présentait, dans aucune direction, de trace de polarisation, et que, par suite, on pouvait se servir d'un photomètre à polarisation, comme celui de Glan Crova [1].

La source de lumière était un arc électrique placé au foyer d'une lentille Zeiss, qui donnait un faisceau de rayons parallèles limité par un trou percé dans un écran *i*. Ce faisceau tombait sur la plaque diffusante *a* verticale, portée par une table *b* mobile autour d'un axe vertical situé dans le plan de la surface diffusante. L'azimut de la plaque était repéré au moyen d'un cercle gradué.

Le photomètre, équilibré par un contrepoids était porté par un

[1] Voir, sur la polarisation par diffusion sur le *verre dépoli*, la thèse de M. *Lafay*.

bras mobile autour du même axe, et sa position repérée au moyen d'un second cercle gradué.

On pouvait ainsi à volonté faire varier et mesurer l'angle d'incidence i et l'angle d'émission ε.

L'étalon de lumière de comparaison était tiré de la source de lumière elle-même. Pour cela un second trou percé dans l'écran i limitait un second faisceau parallèle qui tombait sur un miroir f, incliné à 45°, puis de là sur une seconde plaque diffusante a' de même substance que la première, inclinée à 45° environ, qui éclairait la fente du photomètre. — On réglait, au début, la position et l'angle de manière à donner la même intensité à l'étalon et à la plaque a.

On pouvait faire les expériences au moyen de deux méthodes :

1° Laisser la largeur de la plaque constante. La grandeur de la projection normale à la direction d'observation décroît alors comme $\cos \varepsilon$;

2° Faire varier la largeur de la plaque de manière que la grandeur de cette projection reste constante.

Pour les substances colorées, on choisit la longueur d'onde qui semblait la plus brillante dans le spectre, et, comme des résultats inexacts peuvent provenir d'une illumination imparfaitement homogène, on rejetait les résultats différant de plus de 5 0/0.

Les expériences portèrent sur le *rouge d'Angleterre* (Fe^2O^3) avec $\lambda = 0{,}612\mu$, sur le *chromate de potasse* K^2CrO^4 avec $\lambda = 0{,}589$, sur le *vert de Riemann* avec $\lambda = 0{,}535$, sur le *bleu ultramarine* avec λ divers, sur le *carbonate de magnésie* avec $\lambda = 0{,}656$, $\lambda = 0{,}492$, λ divers, sur le *plâtre de Paris* avec $\lambda = 0{,}656\mu$, $\lambda = 0{,}492$, λ divers.

Voici les résultats tirés par M. Wright de ses expériences :

1° La lumière ordinaire n'est pas polarisée par diffusion ;

2° L'intensité de la lumière diffusée sous les angles ε et $-\varepsilon$ est la même, quel que soit l'azimut. Il n'y a pas de réflexion régulière ;

3° La loi d'émission pour une incidence donnée est indépendante de la couleur, ou le coefficient de diffusion est indépendant de γ dans le cas de particules de grandeur déterminée ;

4° Une loi de l'intensité de la lumière diffusée ne peut être symétrique par rapport à i et à ε ;

5° L'intensité de la lumière diffusée dans une direction constante (ε = constante) n'est pas proportionnelle à $\cos i$;

6° L'intensité de la lumière diffusée avec i constant et ε variable est proportionnelle à $\cos i$, comme l'indique la loi de Lambert ;

7° La loi de Lambert ou du cosinus $q = E ds \cos i \cos \varepsilon$, n'est pas vraie, par suite des déviations de la loi du cos i. Les différences atteignent de 4,6 à 10 0/0.

Dans le numéro suivant du *Philosophical Magazine* (mars 1900), Lord Rayleigh fait observer que le principe du retour inverse des rayons impose, pour la loi de diffusion de la lumière, une formule symétrique par rapport à i et à ε, et que peut-être les écarts, faibles d'ailleurs, que signale M. Wright, sont dus à des erreurs expérimentales.

PERREAU.

K.-K. JOHNSON. — On the theory of the Function of the condenser in an Induction-Coil (Théorie de la fonction du condensateur dans la bobine d'induction). — P. 216-220.

L'auteur essaie de rendre compte théoriquement des résultats de Mizuno[1]. Avec le condensateur en dérivation sur l'interrupteur, l'extra-courant passe dans le condensateur : si le condensateur a une capacité suffisante, cet extra-courant peut devenir trop faible pour produire à l'interrupteur une étincelle. On a, pour la valeur de la différence de potentiel aux bornes du secondaire en fonction de la capacité du condensateur, une courbe formée de deux branches : l'une ascendante, tant qu'on n'a pas atteint la capacité qui supprime l'étincelle ; l'autre descendante, quand on a dépassé cette capacité. Ces deux branches de courbe se coupent en un point anguleux qui correspond à l'optimum d'effet de la bobine.

LORD RAYLEIGH. — On the Passage of Argon through thin Films of Indiarubber (Passage de l'argon à travers des couches minces de caoutchouc). — P. 220-221.

L'argon traverse le caoutchouc un peu plus vite que l'azote ; mais la différence n'est pas assez sensible pour qu'on puisse fonder là-dessus une méthode de concentration de l'azote atmosphérique en argon.

B. B.

[1] *Phil. Mag.*, t. XLV, p. 447 ; — *J. de Physique*, 3e série, t. VII, p. 617 ; 1898.

SUR LES LOIS DES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES FLUIDES;

Par M. E.-H. AMAGAT.

En 1895, M. Witkowski, partant de ses isothermes de l'air aux basses températures, et moi-même partant des réseaux de divers gaz et des expériences de M. Joly sur les chaleurs spécifiques sous volume constant, avons énoncé quelques-unes des lois relatives aux variations des chaleurs spécifiques des gaz; M. Tsuruta a, depuis, fait aussi des recherches intéressantes dans la même direction, relativement à l'air et à l'hydrogène; l'ensemble de ces résultats est, en général, conforme aux déterminations directes dues à M. Lussana; mais il paraît difficile que de telles déterminations expérimentales puissent être poursuivies jusque sous des pressions très élevées; dans ces conditions, les chaleurs spécifiques soit sous volume constant, soit sous pression constante, ne peuvent donc qu'être déduites par le calcul de leur valeur prise sous des pressions abordables à l'expérience et de la connaissance des rapports existant entre le volume, la pression et la température; les relations bien connues qui peuvent servir à ces calculs sont les suivantes :

$$\frac{dc}{dv} = \mathrm{AT}\frac{d^2p}{dt^2}, \tag{1}$$

$$\frac{dC}{dp} = -\mathrm{AT}\frac{d^2v}{dt^2}, \tag{2}$$

$$C - c = \mathrm{AT}\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}. \tag{3}$$

Les calculs faits jusqu'ici n'ont point porté sur la région des réseaux englobant l'état de saturation et le point critique; cette partie, la plus intéressante, est aussi celle qui présente le plus de difficultés.

Je me suis proposé l'étude de la question, pour l'acide carbonique, dans toute l'étendue du réseau que j'en ai donné, c'est-à-dire jusqu'à 1 000 atmosphères entre 0° et 260°. Dans cette note préliminaire, je ne parlerai que de l'application de la relation (2) et, sans insister pour le moment sur les détails, je dirai seulement que tous les calculs ont été faits graphiquement : j'ai d'abord construit un réseau de quarante-trois lignes d'égale pression (les températures étant comptées sur les abscisses) dont les tangentes m'ont fourni, pour vingt-cinq

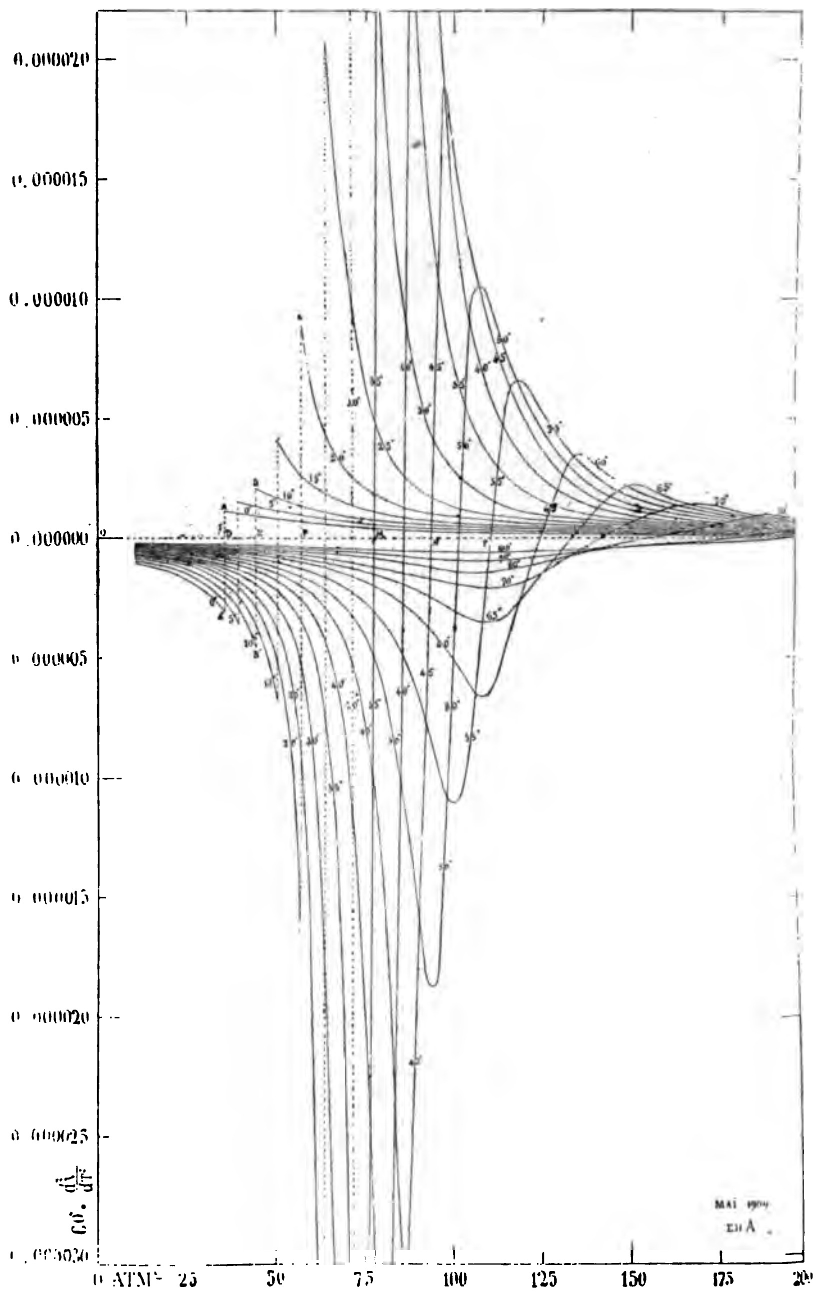


Fig. 1.

températures convenablement réparties, un premier tableau de valeurs $\frac{dv}{dt}$ contenant plus de mille déterminations; un graphique de ces valeurs portées en ordonnées m'a de même permis d'obtenir un tableau des valeurs correspondantes $\frac{d^2v}{dt^2}$. La difficulté de ces déterminations est en grande partie dans les changements continuels d'échelle, nécessités par les variations énormes des ordonnées, qui deviennent infinies à la température critique et varient dans mon tableau dans le rapport de un à dix mille.

La figure 1 représente une partie seulement de ces résultats; les valeurs de $\frac{d^2v}{dt^2}$ portées en ordonnées constituent des isothermes affectées chacune de la température qui lui correspond; les pressions sont portées en abscisses. Les isothermes n'ont été tracées ici que jusqu'à 100° et les pressions limitées à 200 atmosphères; on voit qu'il eût été impossible, vu le resserrement des lignes, d'étendre davantage ces limites avec l'échelle adoptée.

Il est facile maintenant, à la simple inspection de ce réseau, et c'est à cela que se bornera la présente communication, de voir de suite l'ensemble d'un certain nombre des lois des variations de C à température constante.

L'équation de l'une des isothermes du réseau étant $\frac{d^2v}{dt^2} = \varphi(p)$, on a d'après (2)

$$\frac{dC}{dp} = -\,AT\varphi(p),$$

et, par suite,

$$C - C_0 = -\,AT \int_{p_0}^{p_1} \varphi(p)\,dp. \tag{4}$$

Pour une température donnée, les variations de C avec la pression (depuis une valeur connue C_0) seront donc données, à la constante AT près, par l'aire comprise entre l'isotherme, l'axe des pressions, l'ordonnée correspondant à p_0 et l'ordonnée variable.

Le diagramme montre que les isothermes se composent de deux parties, dont les ordonnées sont de signes contraires. Pour les températures supérieures à la température critique, ces isothermes sont continues, les autres sont discontinues.

Dans le premier cas, les aires étant d'abord négatives, il résulte

de la relation (4) que C augmente avec la pression d'abord rapidement (surtout pour les températures basses), puis moins rapidement, acquiert sa valeur maxima sous la pression correspondant à l'intersection de l'isotherme avec l'axe des pressions, diminue ensuite, d'abord rapidement, puis de moins en moins rapidement, quand la pression continue à croître.

On voit aussi, de suite, que la pression pour laquelle C est maximum croît continuellement avec la température.

Pour des températures inférieures à la température critique, chaque isotherme se compose de deux parties séparées, l'une à ordonnées négatives pour laquelle le corps est gazeux et qui se termine en un point tel que A′ correspondant à l'état de saturation, l'autre à ordonnées positives, pour laquelle le corps est liquide et qui commence en un point tel que A correspondant aussi à l'état de saturation. J'ai réuni ces deux points par des lignes telles que AA′, BB′, CC′, qui sont ponctuées pour indiquer qu'elles ne font pas partie de l'isotherme, qui est discontinue.

On voit qu'ici encore C commence par croître avec la pression, jusqu'à la tension maxima; il doit alors subir, avec le changement d'état, une variation dont je donnerai plus loin le calcul, puis décroît indéfiniment et de moins en moins rapidement, la pression continuant à croître. Il résulte de là que, quel que soit le signe de la variation accompagnant le changement d'état, le maximum de C a lieu sous la tension maxima, c'est-à-dire comme après le point critique, sous des pressions croissant avec la température; ces pressions forment donc une suite régulière qui permettrait de prolonger en quelque sorte la courbe des tensions maxima au-delà du point critique.

L'inspection du diagramme montre de suite que les valeurs maxima de C sont d'autant plus grandes qu'on se rapproche davantage de la pression critique soit avant, soit après celle-ci; pour le point critique, le maximum prend une valeur infinie.

Si nous remarquons maintenant l'espace limité que doivent occuper, dans la partie négative, toutes les isothermes non tracées, depuis 100° jusqu'aux températures les plus élevées, et, d'autre part, le resserrement rapide du réseau dans la partie positive, sous des pressions croissantes, les lois limites apparaissent de suite : Pour l'état gazeux, les variations de C décroissent indéfiniment quand la température croît, et deviennent forcément extrêmement petites, même

en tenant compte du facteur constant proportionnel à la température absolue. Pour une température quelconque, à partir d'une certaine pression, ces mêmes variations diminuent aussi indéfiniment quand la pression croît et deviennent aussi extrêmement petites.

Il reste encore à voir comment on pourra calculer la variation de C accompagnant le changement d'état.

Partons des relations bien connues :

$$m = C + h \frac{dp}{dt},$$
$$m' = C' + h' \frac{dp}{dt}.$$

On en tire, u et u' étant les volumes spécifiques à saturation,

$$C - C' = m - m' - (h - h') \frac{dp}{dt} = m - m' - AT \frac{dp}{dt} \left[\frac{\delta (u' - u)}{dt}\right]_p,$$

soit en remplaçant $m - m'$ par sa valeur,

$$C - C' = \frac{\lambda}{T} - \frac{d\lambda}{dt} - AT \frac{dp}{dt} \left[\frac{\delta (u' - u)}{dt}\right]_p.$$

Il est préférable d'éliminer la chaleur latente λ ; pour cela, il suffit de différencier l'expression de λ :

$$\lambda = AT (u' - u) \frac{dp}{dt}.$$

On obtient ainsi la relation :

$$\frac{d\lambda}{dT} - \frac{\lambda}{T} = AT \frac{dp}{dt} \frac{d (u' - u)}{dt} + AT (u' - u) \frac{d^2p}{dt^2}.$$

qui permet d'éliminer les deux termes contenant λ.

On a donc finalement :

$$C - C' = AT \left\{ (u - u') \frac{d^2p}{dt^2} + \frac{dp}{dt} \left[\frac{\delta (u - u')}{dt}\right]_p + \frac{dp}{dt} \frac{d (u - u')}{dt} \right\}.$$

Le calcul de la formule n'exigera donc point d'autres données expérimentales que celles déjà nécessaires pour calculer jusqu'à saturation les valeurs de $\frac{d^2v}{dt^2}$; il est facile de voir que les deux premiers termes de (C — C') sont négatifs et le dernier positif ; on ne

peut donc en déterminer le signe *a priori* : je reviendrai sur ce point.

Un calcul analogue conduit, pour la variation de la chaleur spécifique à volume constant, à une relation correspondante que j'utiliserai aussi plus tard.

L'examen des variations de C avec la température, celui des lois correspondantes pour les chaleurs spécifiques à volume constant, ainsi que les valeurs numériques de ces diverses variations, feront l'objet de notes ultérieures.

SUR L'HYSTÉRÉSIS DIÉLECTRIQUE ;

Par M. F. BEAULARD.

I. — Historique et considérations préliminaires.

C'est Siemens [1] qui paraît avoir constaté le premier, dès 1861, l'échauffement de la paroi de verre d'une bouteille de Leyde chargée, et dans leurs travaux classiques sur la dilatation électrique, MM. Righi et Duter ont dû tenir compte de cette augmentation de température ; mais la dissipation d'énergie qui se produit sous forme de chaleur, dans l'intérieur d'un diélectrique soumis à des actions électriques périodiquement variables, n'a été observée que beaucoup plus tard. C'est ainsi que MM. Naccari et Bellati [2], opérant avec un condensateur fermé à diélectrique liquide (pétrole), et de forme analogue à celle utilisée par Duter, ont constaté un échauffement manifeste du verre et du pétrole, comme conséquence de la polarisation variable, produite dans le diélectrique, lorsqu'on met les armatures en relation avec le secondaire d'une bobine d'induction, sans pouvoir néanmoins fixer les lois du phénomène. M. Borgman [3], par l'emploi d'un dispositif analogue, quoique plus précis, est arrivé à un résultat identique, pour le verre d'un condensateur soumis à l'électrisation intermittente d'un système de charges et de décharges successives, l'échauffement observé étant à peu près proportionnel au carré de la différence de

(1) Siemens, *Monatsber d. Berl. Akad.*, oct. 1861.

(2) Naccari et Bellati, *Atti di Torino*, t. XVII, p. 26, 3, 1882 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 430, 1882.

(3) J. Borgman, *Journal russe de la Société de phys. et de chim.*, t. XVIII, 1886. — et *J. de Phys.*, 2e série, t. VIII, p. 217 ; 1888.

potentiel de charge. Néanmoins, malgré ces recherches antérieures, la question de l'hystérésis diélectrique n'a été vraiment posée, sous sa forme actuelle, qu'en 1892, à la suite des recherches de M. Steinmetz [1]; ce physicien, — en soumettant un condensateur en papier paraffiné (3 microfarads), à des charges alternatives de 170 fréquences par seconde, sous un voltage maximum de 80 ou de 230 volts, — trouva que l'énergie dissipée sous forme de chaleur, dans un diélectrique placé dans un champ électrostatique alternatif, est proportionnelle au carré de l'intensité maximum du champ; et par analogie avec ce qui a lieu lorsque l'acier ou le fer doux sont soumis à des forces magnétisantes ayant le caractère cyclique, M. Steinmetz fut ainsi conduit à admettre l'existence d'une sorte d'hystérésis diélectrique. Peu de temps après, M. Kleiner [2], à la suite de mesures effectuées au moyen d'un élément thermo-électrique, sur l'échauffement d'un condensateur, soumis à une charge alternative, arrivait à une conclusion analogue et admettait l'existence d'une hystérésis faible, mais néanmoins mesurable, au moins dans le cas de la paraffine, qui était le diélectrique employé dans ses recherches.

On peut aborder le sujet par une autre voie; on conçoit, en effet, qu'il soit possible de mesurer l'énergie absorbée par le diélectrique, non plus sous la forme calorique, mais sous la forme équivalente de travail mécanique; c'est ainsi que M. R. Arno [3], à qui on doit de nombreux et intéressants travaux, sur les phénomènes d'hystérésis, équilibre par un couple de torsion le couple de rotation d'un cylindre creux isolant suspendu dans un champ électrostatique tournant; dans ce mode opératoire, la direction du champ polarisant rencontre à chaque instant des régions différentes du diélectrique considéré; mais, à cause du retard d'établissement de la polarisation sur le champ polarisant, ces deux directions font un certain angle, et il en résulte une force attractive appliquée au cylindre diélectrique, dont la composante tangentielle produit la rotation observée.

Soient d, la déviation mesurée, proportionnelle à l'énergie W des forces électriques mises en jeu, et V la différence de potentiel maximum du champ tournant, proportionnelle à l'induction électrosta-

---

[1] Steinmetz, *Electrotecnische Zeitschrift*, 29 avril 1892; — *Electr. Engineer*, New-York, 16 mars 1892; *Lumière électrique*, t. XLIV, p. 95, 2 avril 1892.

[2] Kleiner, *Wied. Ann.*, t. L, p. 138; 1893.

[3] R. Arno, *Rendic. d. Acc. Lincei*, 16 oct. 1892, 30 avril, 12 nov. 1893, 18 mars, 17 juin, 18 nov. 1894.

tique maximum B; M. R. Arno représente les résultats de ses expériences par une expression de la forme :

$$d = hV^{\varepsilon}, \tag{1}$$

l'exposant ε ayant du reste une valeur différente suivant la valeur de B; ainsi pour B = 1,75 unités électrostatiques C.G.S., ε est égal à 1,65. Dans cette formule, la vitesse de variation du cycle n'intervient pas, de telle sorte qu'il semble que l'on se trouve en présence d'un effet dû à l'hystérésis ; mais, dans un autre travail [1], effectué avec des fréquences diverses, M. R. Arno attribue plutôt la perte d'énergie produite dans le diélectrique, placé dans un champ tournant, à l'existence d'une sorte d'*hystérésis visqueuse*, provenant du retard qui existe entre l'instant où la force électrique est appliquée et celui où la polarisation du diélectrique prend la valeur correspondante à cette force; l'énergie dissipée est, en effet, d'autant plus grande que la vitesse de rotation du champ est plus considérable, ce qui montre bien qu'elle est due à un retard dépendant du temps, c'est-à-dire à un phénomène de viscosité. Dans l'intervalle des recherches précédentes, M. Janet [2], abordant le même sujet, avait institué des expériences, dans le but d'étudier les phénomènes de charge d'un condensateur, soumis à des oscillations rapides, lorsque pour un réglage convenable de sa capacité et de la self-induction du circuit le courant de charge affecte la forme oscillatoire, et de rechercher en même temps si, dans de telles conditions, la notion de capacité subsiste, c'est-à-dire s'il y a un rapport rigoureusement constant entre la charge et la différence de potentiel correspondante. Or l'expérience a montré qu'il n'en était rien, et qu'à différence de potentiel égale les charges sont moins grandes pour les potentiels croissants que pour les potentiels décroissants ; il y a, par suite, un retard des charges sur les différences de potentiel, pour un diélectrique solide soumis à des oscillations rapides de période relativement lente $\left(\frac{1}{1000} \text{ de seconde}\right)$; et la courbe figurative des charges en fonction des différences de potentiel présente nettement la forme d'une boucle, et non celle d'une droite passant par l'origine.

---

(1) R. Arno, *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. V, 1er semestre 1897 ; — et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 607; 1898. — Voir aussi *Rendic. d. Lincei*, t. VII, p. 167, 1899, et *Eclairage Elect.*, 19 mars 1900.

(2) Janet, *Comptes Rendus Ac. Sciences*, t. CXVI, p. 373 ; 1892 ; — et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 337 ; 1893.

Quelle est la cause d'un pareil retard, dont on trouve en physique de nombreux exemples? On sait que les physiciens rattachent ces phénomènes à deux causes bien différentes : l'hystérésis et la viscosité ou hystérésis visqueuse.

Dans le cas de l'hystérésis proprement dite, on a deux effets différents pour une même cause, suivant l'action de cette cause et, quelle qu'en soit la durée, l'effet obtenu ne dépendant que de la grandeur et du sens de la cause agissante et nullement de la vitesse avec laquelle elle agit. Il en est autrement pour la viscosité : pour une même cause agissant dans un sens déterminé, l'effet obtenu dépend, au contraire, du temps d'action de la cause agissante, c'est-à-dire de sa lenteur ou de sa rapidité ; si la cause agit très rapidement, l'effet peut même n'avoir pas le temps de se produire, tandis que, si elle est lentement et progressivement variable, l'effet suit la variation de la cause et tend vers la valeur définitive que lui assigne la grandeur et le sens de cette action, la viscosité s'opposant d'autant moins à l'établissement de cette valeur définitive que les variations sont plus lentes. Il peut par suite arriver que, dans certains cas, les phénomènes de retard soient dus à l'hystérésis ou à la viscosité ou aux deux causes réunies; il est, du reste, possible de les séparer par l'emploi judicieux de variations cycliques convenables ; en particulier pour des cycles très lentement parcourus, les phénomènes de viscosité disparaissent et les phénomènes d'hystérésis subsistent seuls, puisqu'ils sont indépendants de la vitesse de variation cyclique. Il ne me paraît pas inutile de remarquer en passant, que les phénomènes dits de polarisation tournante, utilisés dans les expériences de M. R. Arno, pour lesquels la cause agissante est *constante en grandeur*, mais animée d'une vitesse de rotation uniforme, sont particulièrement propres à déceler l'hystérésis visqueuse, mais impuissants, croyons-nous, à mettre en évidence l'hystérésis proprement dite, à cause précisément de la constance de l'intensité de la force polarisante dont la direction seule varie.

Avant de reprendre l'exposé théorique des recherches qui ont été faites sur le sujet qui nous occupe, je tiens à rappeler brièvement, — à cause de leur ingéniosité, — quelques-unes des vues théoriques émises par M. Hess [1] sur la constitution possible des diélectriques; ce physicien, rejetant absolument toute idée d'hystérésis ou de viscosité,

[1] Hess, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 145; 1893.

envisage les choses tout autrement, en admettant la simple intervention des conductions intérieures à travers les diélectriques hétérogènes; en développant la théorie si connue de Maxwell, Hess, par l'emploi d'un assemblage de condensateurs groupés d'une certaine façon, arrive à une sorte d'imitation des principaux phénomènes observés dans les diélectriques hétérogènes, tels que, par exemple, l'existence du résidu électrique, etc. Un diélectrique hétérogène est constitué par des corpuscules conducteurs, ayant un pouvoir inducteur spécifique fini, disséminés à l'intérieur d'un isolant parfait; il en résulte qu'une tranche d'un pareil isolant peut être assimilée, schématiquement, à un ensemble de deux condensateurs en cascade, l'un de capacité C et de résistance infinie, l'autre de capacité C′ shunté sur une résistance ρ. Dans cet ordre d'idées, l'échauffement du diélectrique s'explique tout naturellement par le courant dérivé à travers le condensateur C′, et la théorie de Hess, pour laquelle je renvoie au mémoire original [1] montre que la quantité d'énergie absorbée, à peu près indépendante du temps, dans le cas d'une force électromotrice constante E appliquée aux bornes du système CC′, augmente au contraire rapidement avec la fréquence n, dans le cas d'une force électromotrice alternative $E \sin \omega t$, pour diminuer ensuite; de telle sorte que l'énergie dissipée en chaleur atteint un maximum pour une certaine fréquence; elle est, en outre, proportionnelle au carré E^2 de la force électromotrice maxima. On voit qu'en définitive M. Hess nie l'hystérésis et la viscosité et ne conserve que l'idée des conductions intérieures; voici sur quels faits expérimentaux ce physicien fonde sa manière de voir : tout d'abord l'hystérésis doit être écartée : il résulte, en effet, des recherches de M. J. Curie [2], que lorsqu'on passe *lentement* d'une force électromotrice à une autre, il y a proportionnalité rigoureuse entre les intensités du courant de charge aux diverses époques et la force électromotrice correspondante appliquée au condensateur; ensuite l'hypothèse d'une viscosité n'est, à son tour, guère probable : il paraît en effet bien difficile d'admettre, d'après le résultat bien connu, que les diélectriques homogènes ne donnent pas de résidus électriques [3], que deux iso-

---

(1) HESS, *Ecl. électr.*, t. III, 210; 1895.
(2) J. CURIE, *Ann. de chim. et de phys.*, 7e série, t. XVII et XVIII; 1889.
(3) ROWLAND et NICHOLS, *Ph. Mag.*, (5), II, p. 44; 1881; — HERTZ, *Ann. Wied.*, t. XX, p. 279; 1883; — DIETERICI, *Ann. Wied.*, t. XXV, p. 545; 1885; — ARONS, *Ann. Wied.*, t. XXXV, p. 290; 1888; — MURAKOA, *Ann. Wied.*, t. XL, p. 329; 1890.

lants purs, séparément sans viscosité, puissent constituer un diélectrique complexe doué de viscosité *réelle* ; il ne peut évidemment être ici question que d'une viscosité *apparente* (c'est du moins l'opinion de M. Hess) et non d'une propriété moléculaire des corps, cette viscosité apparente ayant son origine dans l'hétérogénéité de la substance et non dans une sorte d'inertie de la matière.

Cette conception de la dissipation de l'énergie à travers les particules conductrices du diélectrique solide a été également émise par M. Ch. Borel [1], à la suite d'observations faites sur la rotation d'un disque de papier paraffiné, placé dans un champ électrostatique alternatif, à variations lentes $\left(\frac{1}{50} \text{ de seconde environ}\right)$.

Il est assez difficile de vérifier si l'hypothèse des conductions intérieures de Hess, qui rend théoriquement compte des phénomènes observés, correspond à la réalité expérimentale, tandis qu'il est au contraire relativement facile de trancher la question entre la viscosité et l'hystérésis, puisqu'il s'agit en définitive de chercher si la perte d'énergie dépend ou ne dépend pas de la vitesse de variation du cycle parcouru ; en cherchant en particulier la loi de variation de l'énergie dissipée dans le diélectrique en fonction de la fréquence du champ alternatif employé, on pourra séparer l'effet dû aux propriétés hystérésiques de l'effet provenant de la viscosité, en considérant le cas limite d'une vitesse cyclique nulle, qui exclut tout phénomène possible de viscosité.

C'est dans cet ordre d'idées qu'ont été instituées les expériences de MM. A.-W. Porter et D.-K. Morris [2] ; ces physiciens ont expérimenté avec un condensateur à lame de paraffine, dont les armatures, d'abord au même potentiel, étaient portées *lentement* à une différence de potentiel V, au moyen d'une dérivation à contact glissant, prise sur le circuit d'une pile ; après quoi le condensateur était déchargé dans un galvanomètre balistique, et mis ensuite en court circuit ; dans une autre expérience on portait le condensateur à un potentiel $V' > V$, puis, sans le décharger, par un mouvement rétrograde du contact glissant, on revenait de nouveau au potentiel primitif V, et on effectuait alors la décharge dans le balistique ; ce dis-

---

(1) Ch. Borel, *C. R. Ac. Sciences*, t. CXVI, p. 1192 ; — *Arch. de Genève*, t. XXX, p. 45 ; 1893.

(2) A.-W. Porter et D.-K. Morris, *The Electrician*, 12 avril 1895 ; — *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, p. 469, 1895 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 34 ; 1896.

positif permettait, par suite, d'effectuer la charge, à un potentiel donné, soit par des variations croissantes, soit par des variations décroissantes ; or l'expérience, dans les deux cas, donnant la même déviation galvanométrique, il n'y a pas lieu d'admettre l'existence d'une hystérésis ; cependant, d'après les physiciens anglais, un pareil condensateur n'est point exempt de ce qu'ils nomment l'effet visqueux, et ils appuient leur opinion sur cette observation qui fut faite, que la charge qui devrait être complète $\left(\text{à } \frac{1}{100} \text{ près}\right)$ en $\frac{1}{20000}$ de seconde, si le circuit extérieur était seul le siège d'une dissipation d'énergie, se poursuit encore au bout de cinq secondes ; ce qui doit s'expliquer évidemment par le phénomène de la pénétration des charges, ou de l'absorption électrique ; dans tous les cas, le papier paraffiné est dénué d'hystérésis, ainsi que le prouve l'égalité des déviations galvanométriques, observées à potentiel croissant ou décroissant. M. Eister(1) est arrivé, de son côté, à une conclusion identique ; en étudiant un condensateur à papier paraffiné, soumis aux charges périodiquement variables d'un alternateur, ce physicien constata que la perte d'énergie dépend manifestement de la fréquence du courant alternatif ; c'est ainsi qu'elle est égale à zéro, pour une vitesse cyclique nulle ou infinie ; atteint un maximum pour une fréquence donnée, et se montre, du reste, proportionnelle au carré de la force électromotrice : tout cela est, en définitive, conforme à la théorie des conductions intérieures de M. Hess, dont il a été question plus haut (2).

Il nous reste, pour épuiser l'historique du sujet, à mentionner les recherches de M. Schaufelberger (3), qui, prenant comme point de

(1) Eister, *Electroteckniſche Zeitschrift*, 15 juin 1895 ; — *Ecl. électrique*, t. IV, p. 210 ; p. 210, août 1895.

(2) Hess, article sur l'hystérisis : *Ecl. élect.*, t. IV, p. 205 ; août 1895 ; — Eister est cité dans cet article ; je n'ai pu avoir son mémoire original.

(3) W. Schaufelberger, *Ann. Wied.*, t. LXV, p. 635 ; 1898, et t. LXVIII, p. 307 ; 1899 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 683 ; 1898. Dans son mémoire, l'auteur cite dans l'historique du sujet MM. Lombardi (*Estratto dall Electricista*, p. 5, 1896) et H.-F. Weber (*Sitzungsberichte der Schweiz. naturf. gessellsch.* ; 1896) comme ayant employé la même méthode de recherche basée sur l'emploi du wattmètre. Je n'ai pu me procurer leurs mémoires ; j'ai seulement trouvé, dans les *Archives des sciences de Genève* (4e période, t. II, p. 519 ; 1896), une note très concise ; d'après cette analyse, M. H.-E. Weber aurait employé un procédé sensible pour mesurer le retard dû à l'hystérésis (6 à 1.600 millièmes de seconde) et mis en œuvre une méthode ingénieuse pour mesurer l'énergie absorbée dans le diélectrique par suite de ce retard. Cette énergie est si faible que l'échauffement comporte quelque

départ une observation de Quincke, relative à l'amortissement des oscillations d'une sphère isolante dans un champ électrique *constant*, a mesuré la perte d'énergie dans un diélectrique soumis à une polarisation de direction variable, et non sous la forme mécanique d'un travail d'amortissement; après amortissement, la méthode employée consiste à faire osciller un ellipsoïde de la substance isolante, dans le champ d'un condensateur chargé et non chargé; pendant le mouvement oscillatoire, la direction constante de la polarisation rencontre des régions différentes de l'ellipsoïde, et dans le cas d'une hystérésis visqueuse, l'orientation du champ polarisant présente un retard t sur l'orientation du champ polarisant. La quantité d'énergie absorbée par hystérésis pendant la durée d'une oscillation se déduit de la connaissance du décrément logarithmique, au moyen de formules théoriques établies par M. Schaufelberger; dans le cas de la paraffine, la perte par hystérésis est faible; elle est proportionnelle au carré du champ polarisant.

II. — Description de la méthode et résultats.

J'ai repris, depuis plusieurs années, l'étude de cette question si controversée de l'hystérésis, et tenté de porter quelque clarté dans le débat; à cet effet j'ai utilisé la méthode de la détermination des aires cycliques; le dispositif employé ne diffère pas essentiellement de celui adopté par MM. Porter et Morris, dont j'ignorais le travail, au début de mes recherches; il est représenté par la figure (1) ci-dessous.

L'armature C′ du condensateur *co*, étant en relation permanente avec la terre, l'autre armature C est reliée, au moyen d'un commutateur à bascule $\alpha\beta\gamma$ (position 1) et par l'intermédiaire d'un fil flexible f, à un contact mobile; celui-ci, porté par un petit chariot *ch*, est guidé dans son mouvement de translation horizontale par un système de rails rr', et son extrémité, recourbée verticalement à angle droit, plonge dans une colonne AB de sulfate de cuivre en solution, contenue dans une gouttière creusée dans un bloc d'ébonite, long d'environ 1 mètre. Le milieu 0 de cette colonne est en communication constante avec la terre, tandis que les deux extré-

---

cent millièmes de degré (mesurés au bolomètre); les observations ne comportent qu'une lecture unique faite au moyen de l'électromètre à quadrant de Thomson?

mités A et B communiquent avec les pôles d'une batterie d'accumulateurs et sont, par suite de ce dispositif, respectivement aux potentiels $+V$ et $-V$ égaux et de signes contraires.

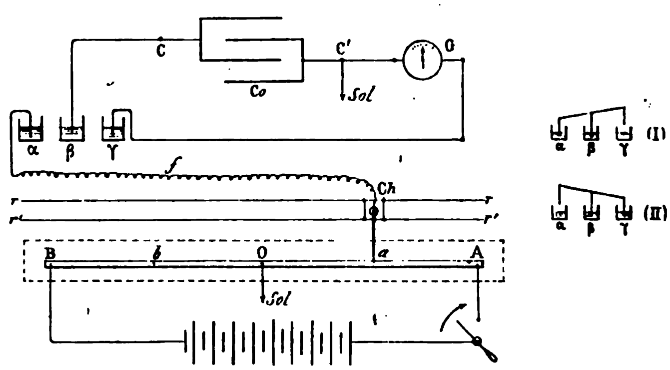


FIG. 1.

Le mode opératoire est le suivant: Le contact *ch*, disposé au début de l'expérience en O, est déplacé d'un mouvement uniforme, et amené au bout d'un temps t — (déterminé par le son d'un métronome taré sur un chronomètre) — en un point a de la colonne AB, correspondant à un certain potentiel $+v$, choisi peu différent de $\frac{1}{2}V$; à ce moment, par un rapide mouvement de bascule du commutateur, on passe de la position (I) à la position (II), ce qui décharge le condensateur à travers un galvanomètre G; on obtient ainsi une déviation d; on a soin de laisser le condensateur en court circuit pendant un temps suffisamment prolongé pour que toute trace de charge résiduelle disparaisse; ce résultat obtenu, le contact de nouveau ramené à O (pendant que le condensateur était en court circuit) est ensuite déplacé, uniformément, de façon à l'amener, après un temps $2t$, à l'extrémité A, c'est-à-dire à un potentiel de charge égal à $+V$; à ce moment, on procède à la décharge du condensateur à travers le galvanomètre, ce qui donne une déviation D; après une mise en court-circuit et un retour du contact mobile au point O, tout est de nouveau prêt pour l'expérience suivante, particulièrement importante; elle consiste, en effet, à charger de nouveau le condensateur au même potentiel $+v$ que précédemment, mais par une variation de potentiels décroissants: à cet effet on déplace uniformément le contact mobile, de façon à lui

faire parcourir, pendant un temps égal à $3t$, le trajet $OaAa$; la décharge dans le galvanomètre donne une déviation d', laquelle se montre en général supérieure à d, du moins lorsque le diélectrique est de composition complexe, comme la diélectrine.

On continue ainsi de la même façon, en faisant parcourir au contact le trajet $OaAaO$ pendant un temps $5t$; le trajet $OaAaOb$ pendant un temps $5t$, etc., et on ferme le cycle par le trajet $OaAaObBbOaA$, parcouru pendant le temps $10t$; en notant chaque fois la déviation galvanométrique, on a tous les éléments de la construction du cycle dont la durée totale de parcours $T = 10t$. Les expériences ont porté sur trois condensateurs : 1° à lame de paraffine pure ne touchant pas les armatures ; 2° à lame de mica, condensateur Carpentier ; 3° à diélectrine (mélange de soufre et de paraffine), coulée dans l'intervalle d'une série de plaques métalliques séparées par des cales en ébonite ; ce condensateur est de faible capacité : (0,00026 microfarads).

Les résultats obtenus ont été les suivants.

1. — *Condensateur plan à paraffine.*

Avec ce condensateur, il n'a pas été possible de mettre en évidence la moindre trace d'hystérésis ou de viscosité, à cause, sans doute, de la faible intensité plutôt que de l'absence du phénomène ; la courbe des charges en fonction des potentiels se réduit à une ligne droite ; au cours de ces recherches, j'ai retrouvé le fait bien connu de l'absence de résidus électriques pour la paraffine pure et exempte de bulles d'air de façon à éviter, probablement, la polarisation intérieure, sous forme de double couche, à la surface de séparation air-paraffine.

2. — *Condensateur à lame de mica.*

Avec ce condensateur, la courbe représentative est *presque* une ligne droite ; les déviations à potentiels décroissants sont un peu plus grandes qu'à potentiels croissants ; la différence est faible, quoique fort nette ; l'aire du cycle est presque nulle, ce qui est l'indice d'une faible dissipation d'énergie dans le diélectrique par hystérésis ou viscosité.

3. — *Condensateur à diélectrine.*

Le condensateur à diélectrine donne des courbes (charges en fonction des potentiels de charge) — affectant nettement la forme habituelle des cycles d'hystérésis, mais suivant la valeur de T, l'aire en est manifestement variable. Ce sont les résultats des expériences effectuées avec ce condensateur que nous allons seulement rapporter. Le tableau suivant, A, est relatif aux observations faites avec la série de voltages — 8 ; — 4 ; 0 ; + 4 ; + 8 volts, et pour des durées cycliques variant de T = 4 à T = 600 secondes.

TABLEAU A.

Potentiel de charge	T = 4ˢ *d*	T = 10ˢ *d*	T = 50ˢ *d*	T = 100ˢ *d*	T = 600ˢ *d*
+ 4 volts	+ 5	+ 5	+ 6	+ 6	+ 6
+ 8	+ 8	+ 10,5	+ 11,5	+ 12	+ 12
+ 4	+ 6	+ 7	+ 7	+ 7	+ 7
0	+ 2	+ 2	+ 1	+ 1	+ 1
— 4	— 3	— 5	— 5,5	— 5	— 8
— 8	— 8	— 10	— 10	— 11	— 12
— 4	— 6	— 6	— 6	— 6	— 8
0	— 1	— 1	— 1	— 1	— 0,5
+ 4	+ 4	+ 5	+ 5	+ 5	+ 6
+ 8	+ 8	+ 10,5	+ 11,5	+ 11,5	+ 12

La *fig.* 2 ci-dessous représente les cycles du tableau A : une longueur égale à 0ᶜᵐ,5 correspond à 1 volt en abscisses, et la même longueur, en ordonnées, représente, d'après le tarage du galvanomètre, $4,4.10^{-10}$ coulombs ; par suite 1 centimètre carré vaut $17,6.10^{-10}$ joules ; en évaluant l'aire des cycles en centimètres carrés, on a l'énergie W consommée par le diélectrique (volume total) et par cycle ; d'où le tableau *a*.

TABLEAU *a*.

T en secondes	Aire en centim. carrés	W en joules
4	8	$1,408.10^{-8}$
10	6	1,056 —
50	5,5	0,968 —
100	5	0,880 —
150	»	0,875 —
600	2,5	0,440 —

Pour une valeur plus grande de T, c'est-à-dire pour un cycle très

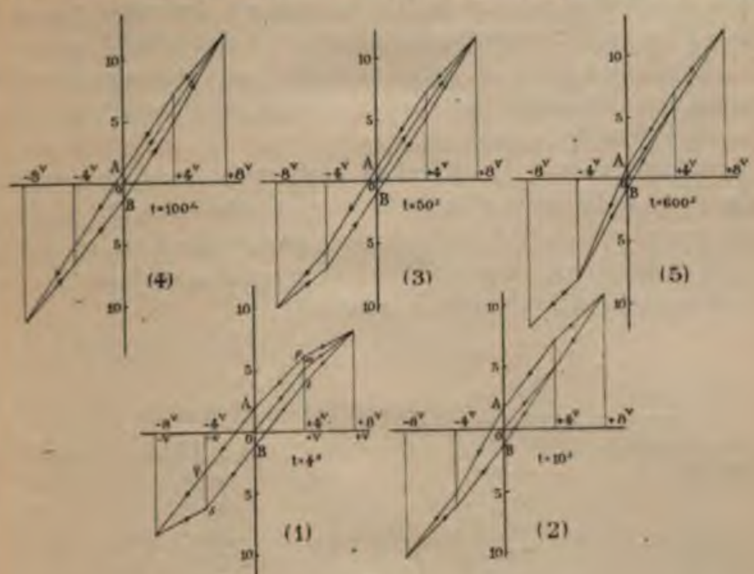


Fig. 2.

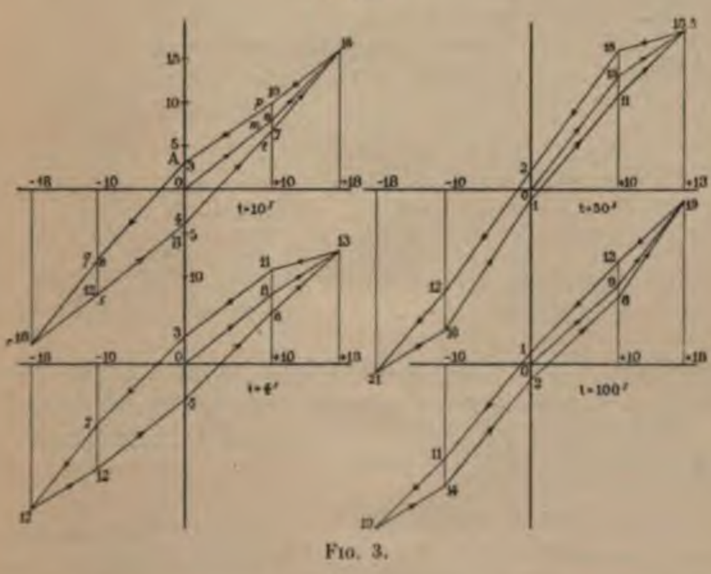


Fig. 3.

lentement parcouru, l'aire tend vers zéro; les décharges résiduelles

OA et OB (Voir les cycles A), obtenues lorsque le contact glissant est au milieu de la colonne de SO^4Cu, vont en diminuant quand la durée T augmente; en particulier, on a vérifié directement que, pour T = 15 minutes, l'aire du cycle est nulle; les lectures galvanométriques, pour un même potentiel de charge, sont les mêmes, quel que soit le sens de la variation.

Le tableau suivant, B, est relatif à un cycle de voltage oscillant entre — 18 + 18 volts; et la figure 3 représente les cycles obtenus pour des valeurs de T différentes; de la mesure des aires, on déduit l'énergie absorbée correspondante à chaque durée cyclique T; les résultats sont consignés dans le tableau *b*.

TABLEAU B.

Potentiel de charge	T = 4″ *d*	T = 10″ *d*	T = 50″ *d*	T = 100″ *d*
+ 10 volts	+ 8	+ 8	+ 13	+ 9
+ 18	+ 13	+ 16	+ 18,5	+ 19
+ 10	+ 11	+ 10	+ 16	+ 12
0	+ 3	+ 3	+ 2	+ 1
— 10	— 7	— 8	— 12	11
— 18	— 17	— 18	— 21	— 19
— 10	— 12	— 12	— 16	— 14
0	— 4	— 4	— 1	— 2
+ 10	+ 6	+ 7	+ 11	+ 8
+ 18	+ 13	+ 16	+ 18,5	+ 19

TABLEAU *b*.

T en secondes	Aire en centim. carrés	W en joules
4	40	$7,04\ 10^{-8}$
10	34,25	5,33
50	27,75	4,78
100	23,25	4,09
150	»	3,45

Le tableau C correspond à un cycle de voltages oscillant entre — 27 et + 27 volts, toujours pour des valeurs différentes de T. On n'a pas représenté les cycles eux-mêmes, à l'échelle adoptée, la figure sortirait des limites du format.

TABLEAU C.

Potentiel de charge	T = 10″ d	T = 50″ d	T = 150″ d	T = 300″ d
+ 15 volts	+ 10	+ 11	+ 12	+ 15
+ 27	+ 23	+ 22,5	+ 24	+ 23
+ 15	+ 15	+ 18	+ 15	+ 17
0	+ 5	+ 3	+ 2	+ 1
— 15	— 10	— 12	— 14	— 18
— 27	— 20	— 27	— 24	— 26
— 15	— 14	— 16	— 16	— 18
0	— 4	— 3	— 2	— 3
+ 15	+ 11	+ 13	+ 12	+ 12
+ 27	+ 23	+ 22,5	+ 24	+ 23

on en déduit le tableau c.

TABLEAU c.

T en secondes	Aire en centim. carrés	W en joules
10	60,75	$10,69.10^{-8}$
50	52,875	9,306
100	"	7,37
150	31,875	5,61
300	28,125	4,95

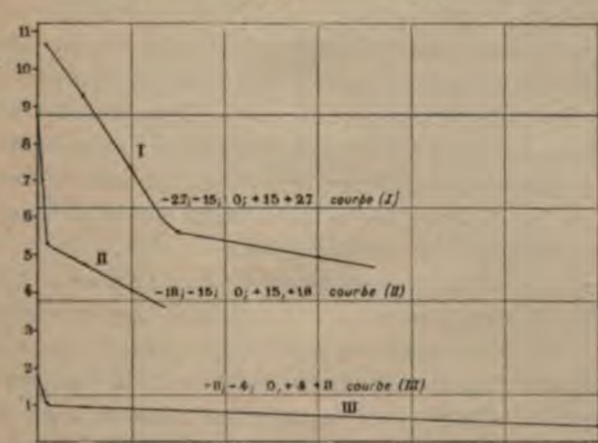


FIG. 4.

Il résulte des tableaux a, b, c, que l'énergie W, dissipée dans le diélectrique, varie avec la vitesse de variation du cycle et tend vers une valeur nulle, quand T augmente indéfiniment ; cela ressort également de l'ensemble des courbes suivantes (I, II, III), obtenues en portant T

en abscisses et W en ordonnées ; ces courbes représentent respectivement les tableaux a, b, c, et mettent nettement en évidence le fait de la diminution de W quand T augmente.

On peut essayer de représenter les résultats de l'expérience par une formule semblable à celle donnée par M. Steinmetz pour l'hystérésis magnétique, c'est-à-dire de la forme :

$$W = aW^{\varepsilon}. \tag{2}$$

On calcule a et ε pour deux valeurs W^{I} et W^{III}, relatives à une même vitesse cyclique, et on compare ensuite W^{II} calculé d'après (2) avec W^{II} donné par l'observation.

C'est ainsi qu'a été obtenu le tableau suivant:

TABLEAU D.

T	ε	a	W calculé	W^{II} observé	obs. — calc.
50	1,86	0,0197	4,27	4,78	+ 0,51
100	1,74	0,0237	3,62	4,09	+ 0,47
150	1,52	0,0372	3,015	3,45	+ 0,43

Il est visible qu'une relation de la forme (2) ne s'applique pas, l'écart pouvant atteindre 12 0/0 environ.

De plus, si l'on construit les courbes de ε ou de a en fonction de la durée T du cycle, on constate que ε tend vers zéro et a vers l'infini, quand T croît au-delà de toute limite, ce qui donne pour l'énergie W, correspondante à un cycle infiniment lent, une valeur infiniment grande, conclusion contraire aux faits expérimentaux. Il faut donc conclure que les diélectriques ne présentent pas le phénomène de l'hystérésis, mais sont seulement doués de viscosité.

Tout ceci s'explique, du reste, de la façon la plus simple, par l'introduction de l'ingénieuse hypothèse de M. Bouty [1], à savoir que les résidus électriques sont dus à un simple retard temporaire de la polarisation fictive sur le champ polarisant. Il faut également rappeler que M. Pellat [2], dans un important mémoire, a rendu l'idée de M. Bouty indépendante de la notion de polarisation fictive ou instantanée, en montrant d'abord par l'expérience qu'on est en présence d'une polarisation réelle, et en donnant ensuite des formules théoriques, qui, fondées sur la conception d'une polarisation progressive

---

(1) BOUTY, *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 293-294 ; 1890.

(2) PELLAT, *Ann. de chim. et de phys.*, 7e série, t. XVIII, p. 155 ; 1899.

avec le temps, expliquent de la façon la plus complète les phénomènes que nous venons d'étudier, sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir pour les dielectriques les propriétés hystérésiques analogues à celles que présentent le fer ou l'acier, soumis à des forces magnétisantes périodiquement variables.

SUR LES SPECTRES DES DÉCHARGES OSCILLANTES (*Suite*);

Par G.-A. HEMSALECH.

Dans un travail antérieur [1] j'ai donné les résultats des recherches préliminaires sur les transformations produites dans le spectre d'une étincelle quand cette dernière devenait oscillante. Les expériences étaient faites avec une très faible dispersion, ce qui empêchait de donner une description plus complète de ces spectres. Pour pouvoir mieux étudier ces spectres, j'ai fait construire par M. Mailhat de Paris un spectroscope plus puissant. Les lunettes de cet appareil sont montées séparément sur des trépieds à vis calantes. Une plate-forme en fer de 30 centimètres de diamètre de hauteur variable et porte les prismes ou le réseau à volonté. Les objectifs des lunettes ont 50 millimètres de diamètre et 40 centimètres de longueur focale. La lunette d'observation est munie d'un micromètre oculaire, et le collimateur porte la fente de 15 millimètres de longueur. Devant cette dernière se trouve un curseur en forme d'une plaque rectangulaire; sur une des diagonales de cette plaque, et à des distances égales, sont percés neuf trous de $1^{mm},5$ de diamètre chacun, de telle façon que les tangentes communes à deux trous successifs sont perpendiculaires à la direction de la fente. En déplaçant le curseur devant la fente à l'aide d'une vis, on peut démasquer successivement les différentes parties de la fente et par conséquent on peut photographier une série de spectres l'un au-dessous de l'autre, ce qui facilite beaucoup leur comparaison (Voir Pl. I). Les deux prismes dont je me sers pour le moment sont en flint léger de 55 millimètres de hauteur et proviennent des ateliers de M. Hilger, à Londres, et de MM. Schmidt et Haensch, à Berlin. L'image de l'étincelle (qui a de 3 à 4 millimètres de longueur) est projetée sur la fente du collimateur à l'aide d'une

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 642; 1899.

lentille corrigée pour les raies actiniques et ayant une longueur focale de 8 centimètres.

Cette lentille est placée à une distance de 40 centimètres de la fente du collimateur et par conséquent l'image de l'étincelle (qui est agrandie quatre fois) couvre toute la fente, et l'objectif du collimateur ayant aussi 40 centimètres de longueur focale est uniformément éclairé. On peut remplacer la lunette d'observation par une chambre photographique ayant un objectif de 1 mètre de longueur focale. Comme plaques j'emploie toujours les plaques isochromatiques de Edwards, dont les dimensions sont 8 × 17 centimètres, et comme révélateur, l'hydroquinone. L'étincelle est produite par la décharge de deux grandes bouteilles de Leyde ayant environ 1 mètre carré de surface totale, en dérivation sur le circuit secondaire d'une bobine de Ruhmkorff de 25 centimètres de distance explosive. La bobine de self-induction (qui sert pour produire une décharge oscillante) contient à présent seulement huit couches de 150 tours chacune, roulées autour d'un cylindre de carton de 50 centimètres de longueur et 5 centimètres de diamètre. On peut se servir de deux, quatre, six ou huit couches à la fois à volonté. Les expériences que j'ai faites avec ce nouvel appareil n'ayant été entreprises que depuis quelques semaines, comprennent surtout l'étude des décharges électriques dans des différentes conditions et les transformations des spectres qui en résultent. Cette publication précoce a été rendue nécessaire à cause d'une note (1) de M. Hasselberg, de Stockholm. En vue de la confusion qui existe sur la nature des étincelles électriques, il serait donc utile de discuter brièvement au point de vue expérimental les étincelles produites par les différentes décharges d'un condensateur. Nous distinguons les étincelles suivantes : L'*étincelle ordinaire* ou *continue* (Feddersen), l'*étincelle intermittente* et l'*étincelle oscillante*.

L'étincelle ordinaire (2). — Elle est produite par la décharge d'un condensateur quand la résistance et la self-induction du circuit sont très petites. Elle consiste en une *décharge initiale* dont le chemin est marqué par une colonne d'air chauffé à l'incandescence ; immédiatement après suit la vapeur de métal (qui constitue les électrodes), qui est projetée des deux pôles avec une vitesse dépendante de la nature du métal. Suivent encore quelques oscillations rapides (en général

(1) *Journal de Physique*, mars 1900.

(2) Pour plus de détails, voir : Schuster et Hemsalech, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. Séries A, vol. 193, pp. 189-213 ; 1899.

très faibles), dont l'intensité dépend aussi de la nature du métal (elles sont très marquées dans le cas du bismuth). Ces oscillations traversent la vapeur encore incandescente (produite par la décharge initiale) qui se trouve entre les deux électrodes. Dans cette étincelle, presque toute l'énergie passe par la décharge initiale.

L'étincelle intermittente [1]. — Elle est produite en insérant une résistance (un tube contenant de l'eau ou un fil mouillé) dans le circuit extérieur du condensateur. Elle consiste en une série de faibles étincelles simples qui se suivent à des intervalles de temps croissants. La plus grande partie de l'énergie dans ce cas est absorbée par la résistance du circuit, et par conséquent les étincelles sont excessivement faibles et éclatent avec un bruit particulier. La quantité de vapeur produite est aussi très petite.

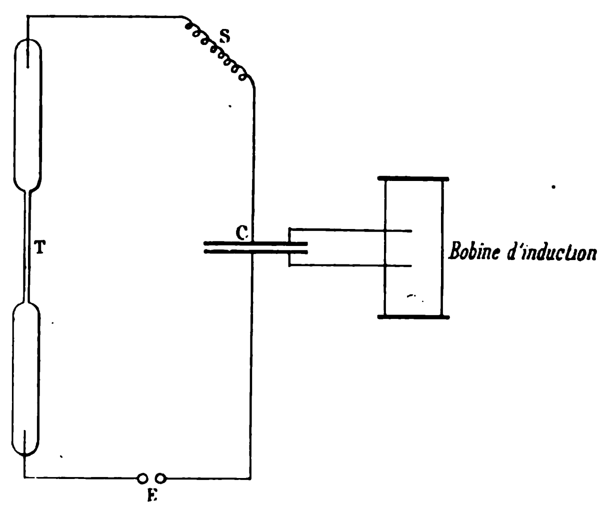
L'étincelle oscillante. — En insérant une bobine de self-induction (*sans noyau de fer*), dans le circuit extérieur du condensateur, la décharge prend un caractère nouveau. Les courants opposés induits dans la bobine empêchent une décharge rapide. La *décharge initiale* dont nous avons parlé plus haut devient plus faible et les oscillations qui suivent deviennent très marquées et plus lentes, et probablement en choisissant convenablement la self-induction l'énergie de la décharge sera distribuée presque uniformément sur les oscillations de chaque décharge. L'étincelle ainsi produite est douée d'un éclat assez considérable et, comme nous le verrons, cet éclat est dû seulement à la vapeur métallique. La couche d'air entre les deux électrodes est percée par la première oscillation de chaque décharge, et elle produit en même temps une quantité de vapeur métallique qui est traversée maintenant par la deuxième oscillation, laquelle réchauffe cette vapeur et en produit encore davantage et ainsi de suite pour les autres oscillations d'une même décharge. On voit que presque toute l'énergie de l'étincelle oscillante est utilisée pour chauffer la vapeur métallique; c'est seulement la première oscillation qui traverse une couche d'air, et elle n'est pas assez forte pour chauffer l'air jusqu'à l'incandescence appréciable, mais assez forte pour produire un nuage de vapeur qui, ensuite, est réchauffée par les oscillations qui suivent. Si l'on introduit dans la bobine de self-induction un noyau de fer, les oscillations de l'étincelle sont diminuées comme l'a déjà montré Lord Rayleigh [2]. L'étincelle devient très faible, et le

---

(1) Feddersen, *Poggend. Ann.*, Bd. CIII, p. 71.

(2) Oliver Lodge, *Modern Views of Electricity*, p. 423.

bruit caractéristique d'une étincelle oscillante n'existe plus. Avec la self-induction de huit couches, je pouvais voir distinctement les oscillations à l'aide d'un miroir tourné à la main. En introduisant progressivement un noyau de fer de 3 centimètres de diamètre, les oscillations d'abord deviennent moins nombreuses, et avec l'insertion complète du noyau elles semblent disparaître complètement, de manière que la décharge semble consister en de faibles étincelles ordinaires. Cette influence du fer peut être démontrée d'une manière frappante avec le dispositif suivant.



Dans le circuit extérieur d'un condensateur C (en dérivation sur le secondaire d'une bobine de Ruhmkorff ou une machine statique de Wimshurst), est insérée la self-induction S, un tube de Geissler T et deux électrodes à E, entre lesquelles éclate l'étincelle. En faisant passer le courant, la décharge est oscillante, et dans le tube de Geissler qui s'illumine, on ne peut pas distinguer la direction de la décharge à cause des inversions rapides. Le renversement du courant dans le primaire de la bobine de Ruhmkorff ne change rien à l'aspect de la décharge. Si maintenant on introduit progressivement un noyau de fer dan la bobine des self-induction, les oscillations diminuent d'abord de nombre et finalement sont détruites. Les transformations sont admirablement signalées par le tube de Geissler. On voit les deux pôles pour ainsi dire se différencier et

s'établir définitivement chacun dans une des extrémités du tube, et les stratifications caractéristiques se présentent très nettement. En renversant le courant dans le primaire de la bobine de Ruhmkorff, la polarité dans le tube de Geissler est également renversée. On obtient la même transformation de la décharge par l'insertion d'une résistance d'eau dans le circuit. On sait que dans ce cas la décharge devient intermittente, et il n'est pas impossible qu'une self-induction à noyau de fer produise le même effet. En effet, comme nous verrons ci-dessous, les spectres que l'on obtient ainsi, ressemblent beaucoup à ceux que l'on obtient avec une résistance d'eau.

Nous pouvons maintenant étudier les spectres d'étincelles produits par ces différentes décharges.

Spectre d'une étincelle ordinaire. — La décharge initiale donne lieu, comme on le sait, à un spectre très brillant dû à l'air et surtout à l'azote ; la plupart de ses raies sont très diffuses et gênent beaucoup dans l'observation des spectres des métaux. Immédiatement après le spectre de l'air apparaît le spectre du métal (mais on voit les deux toujours en même temps, lorsque le temps qui échappe entre les apparitions de ces deux spectres est très petit, probablement nul près des pôles, mais assez appréciable dans le milieu de l'étincelle), dû à la vapeur métallique produite par la décharge initiale et provenant des électrodes. Les oscillations rapides qui suivent cette décharge ne produisent pas en général un spectre ; nous les avons obtenus seulement dans les spectres du Mercure et du Bismuth en employant une grande capacité [1]. Le premier spectre de la planche I (qui représente les spectres du fer entre $\lambda = 4.600$ et $\lambda = 3.500$), et le premier spectre de la planche II (qui représente les spectres du carbone entre les mêmes limites) ont été obtenus avec l'étincelle ordinaire après une pose d'une minute.

Spectres des étincelles intermittentes. — En insérant une résistance d'une solution de $CuSO_4$ dans le circuit, le spectre devient immédiatement plus faible, surtout les raies de l'air, ce qui s'explique par l'abaissement considérable de la température. En augmentant la résistance par l'emploi d'eau distillée, on peut éliminer complètement le spectre de l'air. Avec une résistance d'eau de 1 centimètre de longueur et à peu près 1 centimètre carré de section, on obtient un spectre très faible qui ne contient que les plus vives d'entre les raies

---

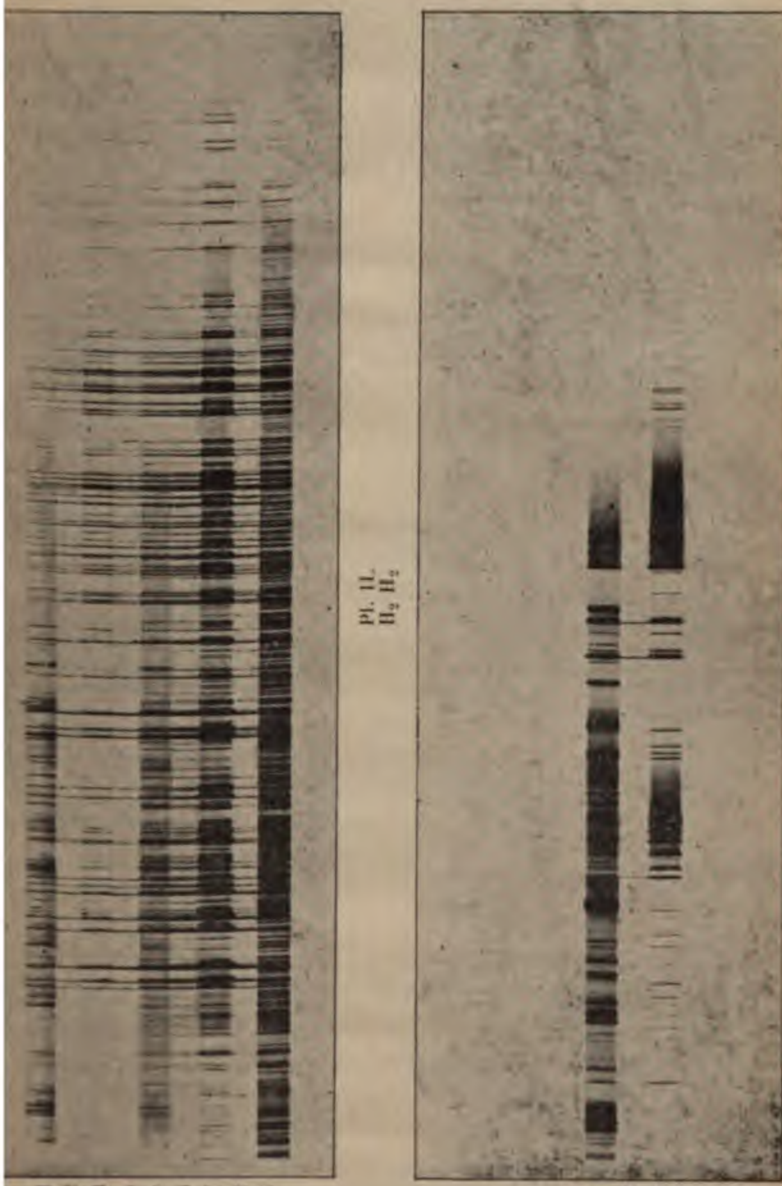
(1) SCHUSTER et HEMSALECH, *a. a. O.*, p. 207.

de basse température du métal (spectre N° 2 de la Pl. I). Si on augmente la résistance, l'éclat du spectre atteint un maximum avec une résistance d'environ 6 centimètres d'eau (N° 3, Pl. I, et N° 2, Pl. II). Dans le spectre du carbone, on n'obtient que les raies du calcium qui se trouve comme impureté dans le carbone qui constitue les électrodes. En augmentant encore la résistance, l'éclat du spectre diminue, et avec une résistance de 18 centimètres d'eau j'ai obtenu le spectre N° 4 (Pl. I). Tous ces spectres (avec la résistance d'eau) ont exigé une pose de *cinq minutes* chacun. On voit que ces spectres n'ont pas beaucoup de valeur pour le spectroscopiste à cause de leur faiblesse.

Spectres des étincelles oscillantes. — Avec deux couches de fil de ma bobine de self-induction les raies de l'air s'affaiblissent, tandis que les raies du métal sont renforcées. C'est le spectre N° 5 (Pl. I) qui représente cette transformation. Avec quatre couches de self-induction le spectre de l'air est tout à fait éliminé (N° 6, Pl. I). L'éclat du spectre atteint un maximum avec huit couches (on obtient presque le même avec 6 couches). Ce spectre est représenté par N° 7, Pl. I, et N° 3, Pl. II. Ils possèdent des particularités très intéressantes, mais je me réserve la discussion de ces spectres à une autre époque, quand les expériences qui progressent maintenant seront terminées. Les « ailes » dont sont pourvues les raies vives sont dues à l'aberration sphérique de l'objectif photographique. Cet objectif sera bientôt remplacé par un autre qui ne possède pas les défauts du précédent. Dans le cas du carbone l'étincelle oscillante donne lieu au beau *spectre de bandes* du cyanogène (N° 3, Pl. II). Si l'on introduit un noyau de fer dans la bobine de self-induction, on obtient un spectre comme le montre N° 8, Pl. I. Comme je l'ai dit avant, l'étincelle dans ce cas n'est plus oscillante mais probablement intermittente, et, en effet, ce spectre ressemble beaucoup au spectre N° 3 (Pl. I) obtenu avec une résistance d'eau, comme l'a déjà remarqué Thalén.

Le fait que le spectre de l'étincelle oscillante n'est pas réduit au spectre de l'arc est évident en comparant ce spectre avec celui du N° 9, Pl. I, qui représente le spectre de l'arc du fer. Les spectres N°s 5 à 9, Pl. I, et N° 3, Pl. II, ont exigé une pose d'*une minute* chacun. En comparant les spectres obtenus avec une résistance d'eau et ceux obtenus avec une self-induction, il est clair qu'ils doivent leur origine à des sources tout à fait différentes. Le faible spectre que donne

incelle intermittente (il faut remarquer que le temps de pose pour



Pl. II.
H_2 H_2

spectres était *cinq fois plus long* que pour les autres) est dû *seu-*

lement à l'abaissement considérable de la température. L'étincelle oscillante au contraire donne un spectre d'un éclat frappant et qui présente des particularités nouvelles. La température est abaissée aussi un peu, mais la cause déterminante, c'est le *caractère oscillatoire*. J'ai montré aussi qu'un noyau de fer détruit les oscillations, et par conséquent Thalén n'a jamais observé un spectre d'une étincelle oscillante lorsqu'il se servait d'un *électro-aimant à noyau de fer puissant*.

APPLICATION DES ONDES ÉLECTRIQUES A QUELQUES PROBLÈMES SIMPLES DE TÉLÉGRAPHIE. — TRANSMISSION DUPLEX. — TÉLÉPHONIE ET TÉLÉGRAPHIE SIMULTANÉES;

Par M. A. TURPAIN.

Les expériences nombreuses de télégraphie sans fil entreprises au cours de ces dernières années ont montré que les ondes électriques étaient susceptibles d'être utilisées avec succès dans le domaine des applications pratiques.

Toutefois l'emploi des ondes électriques pour communiquer sans conducteur interposé entre deux points doit évidemment être limité aux communications à petite distance. Aussi les expériences entreprises ne doivent-elles pas être considérées comme l'essor d'une nouvelle télégraphie, mais bien plutôt comme permettant de résoudre d'une manière complète l'important problème des communications à petite distance (communication des bateaux phares avec la côte, des navires entre eux, des convois qui se croisent sur les voies ferrées, etc...).

Si la télégraphie sans fil doit se borner à résoudre ces divers problèmes et ne peut espérer détrôner la télégraphie avec conducteur, il ne s'ensuit pas que les ondes électriques ne puissent pas être utilisées avec fruit dans la télégraphie avec conducteur. Bien au contraire, leur emploi permet alors de réaliser de notables simplifications dans les dispositifs divers qu'utilise la télégraphie ordinaire pour résoudre les problèmes qui se présentent dans la pratique.

Laissant de côté l'application des ondes électriques au problème général de la multi-communication télégraphique, dont nous avons

récemment [1] indiquer le principe, principe basé sur l'utilisation des champs interférents, nous nous bornerons dans cette note à montrer comment les ondes électriques peuvent être employées à résoudre deux problèmes simples de télégraphie : le problème des transmissions duplex et diplex et le problème de la téléphonie et de la télégraphie simultanées. Nous indiquerons en quoi la solution basée sur l'emploi des ondes électriques est plus simple que les solutions diverses réalisées dans la télégraphie par courants continus, et quel degré de généralité comporte la nouvelle solution proposée.

Transmission duplex par ondes électriques. — Le problème de la transmission duplex consiste à envoyer deux télégrammes à la fois par un même fil en sens inverse. Un fil unique relie deux stations A et B; il s'agit de permettre simultanément la transmission de A vers B et celle de B vers A.

Indépendamment des deux méthodes classiques utilisées pour résoudre ce problème dans la télégraphie par courants continus, la *méthode différentielle* et la *méthode du pont de Wheatstone*, un grand nombre de méthodes particulières ont été indiquées par les télégraphistes (Mance, Edison, Vianisi, Muirhead, Ailhaud, etc...).

Toutes ces méthodes nécessitent la réalisation en A et en B d'une ligne factice équivalente à la ligne réelle en ce qui concerne la capacité et la résistance. La construction de cette ligne factice est parfois assez coûteuse, par exemple lorsqu'il s'agit de transmettre en duplex au moyen d'un câble sous-marin ou souterrain. On ne peut alors équilibrer la capacité du câble par l'emploi d'un seul condensateur de même capacité. Il faut poursuivre l'assimilation du câble et de la ligne artificielle en constituant toute une série de résistances et de capacités, c'est-à-dire faire pour chaque élément de la ligne factice une reproduction aussi exacte que possible de la capacité et de la résistance de l'élément correspondant du câble.

De plus ces méthodes ne permettent pas en général de transmettre de A vers B, avec un appareil télégraphique donné, un appareil imprimeur Hughes par exemple, alors que pour la transmission de B vers A on emploie un appareil différent du premier, un appareil de Morse.

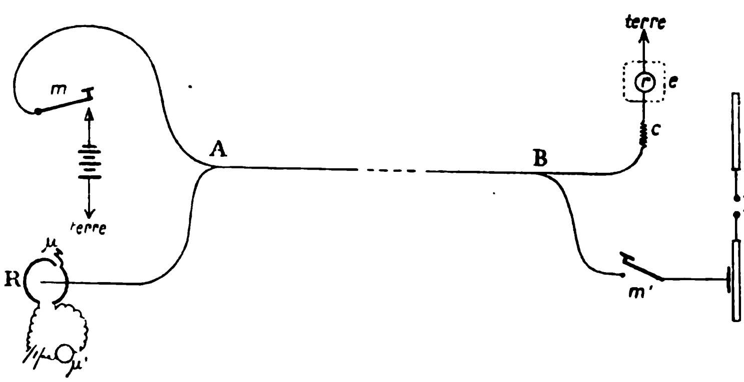
---

(1) *Recherches expérimentales sur les oscillations électriques*, ch. VII; Paris; A. Hermann, 1899. — *La Multicommunication en télégraphie au moyen des ondes électriques*, *Revue scientifique*, 3 mars 1900

La solution basée sur l'emploi des ondes électriques ne nécessite pas la construction de lignes factices, elle permet l'emploi de deux appareils télégraphiques différents.

Cette solution consiste à utiliser le courant d'une pile pour assurer la transmission des signaux de A vers B, alors qu'on emploie les ondes électriques pour transmettre de B vers A. Un excitateur est disposé en B; une clef de Morse permet d'envoyer les ondes qu'il émet sur la ligne. A l'arrivée en A, ces ondes influencent un résonnateur à coupure. On intercale dans la coupure du résonateur le circuit d'une pile locale comprenant un appareil télégraphique récepteur. On peut employer un appareil quelconque, il suffit que le mécanisme transmetteur disposé en B se trouve invariablement lié à la clef de Morse qui commande l'émission des ondes sur la ligne.

Quelques précautions doivent être prises pour assurer le bon fonctionnement du dispositif.



Comme le montre la *fig.* 1, les ondes produites en B par l'excitateur E peuvent se propager non seulement sur la ligne, mais aussi à travers le circuit du récepteur télégraphique *r* destiné à enregistrer les signaux qui lui sont transmis de A par courants continus. En dehors de la déperdition qui se produirait de ce chef, les ondes, en traversant l'électro-aimant de *r*, sautent de spires en spires et risquent d'endommager l'isolant. Pour opposer un obstacle aux ondes, il suffit de disposer avant le récepteur *r* soit une bobine en fil de fer isolé à la paraffine, soit plus simplement une cuve d'eau rendue légèrement conductrice. Pour protéger l'électro-aimant de *r* contre les

actions des ondes, on l'enferme dans une petite enceinte métallique *e* constituée par du papier d'étain, mise en communication avec le fil qui vient de *c*, et que le conducteur qui se rend à la terre traverse sans la toucher. On soustrait ainsi l'électro-aimant à l'action des ondes, en utilisant le fait démontré par Hertz, que la propagation des ondes n'intéresse que la surface des conducteurs qui les concentrent.

Nous avons expérimenté ce dispositif de transmission duplex utilisant concurremment le courant continu et les ondes électriques à l'entretien de transmissions entre deux postes distants de 350 mètres. Chacun des postes étaient munis d'appareils de Morse. Pour rendre plus sensible le résonateur à coupure utilisé R, on disposait entre les deux pôles de son micromètre μ un cohéreur. On n'a pas en effet à craindre dans le cas actuel que le cohéreur fonctionne sous l'influence d'ondes qui ne lui soient pas destinées, puisque les ondes ne sont utilisées que pour la transmission dans un sens.

Les signaux purent être échangés simultanément, et ils furent enregistrés par les récepteurs Morse sans que la transmission par courant continu influât sur celle par ondes électriques, et sans qu'il se produisît d'influence inverse.

Les postes étaient situés, l'un dans la salle des machines de la Station centrale d'Electricité de Bordeaux-les-Chartrons, l'autre dans une dépendance de la station située à 350 mètres du premier poste et reliée à ce poste par un des fils qui servent comme fil protecteur du réseau du secteur. Ce fil était isolé au moyen de cloches de porcelaine sans autre soin d'isolement que ceux en usage dans la disposition des lignes télégraphiques ordinaires. Supporté par les mêmes poteaux qui soutiennent les fils de distribution du réseau, le fil utilisé était donc, tout le long de son parcours, au voisinage des premiers ; malgré cette proximité, il n'en permit pas moins l'échange simultanée de signaux entre les deux postes qu'il reliait.

Généralité de la solution proposée. — En dehors des avantages que présente la solution précédente sur celles habituellement usitées en télégraphie, elle est aussi plus générale. Elle permet, en effet, d'échanger des télégrammes entre deux postes A, B en employant le courant continu, en même temps que d'échanger des signaux entre deux autres postes C et D disposés sur la même ligne et utilisant pour leur échange des ondes électriques. Les dispositifs associés

se trouvent en effet complètement indépendants ; ils ne se compensent pas mutuellement et peuvent être séparés l'un de l'autre, ce que ne rendent pas possible les méthodes utilisées dans la télégraphie usuelle.

Tansmission diplex. — Le problème de la transmission diplex consiste à envoyer deux télégrammes simultanément dans le même sens. Il suffit évidemment, pour utiliser la méthode précédente à la solution de ce problème, de placer au même poste A les deux dispositifs transmetteurs, et au même poste B les deux dispositifs récepteurs. Les ondes électriques et le courant continu assurent alors concurremment la transmission simultanée de deux télégrammes de A vers B.

Nous avons également réalisé ce dispositif de transmission diplex sur la ligne de 350 mètres, qui a été gracieusement mise à notre disposition par M. Renous, directeur de la Station centrale d'Electricité de Bordeaux-les-Chartrons.

Téléphonie ordinaire et télégraphie par ondes électriques simultanées. — Nous avons cherché si la télégraphie par ondes électriques pourrait être pratiquée sur un fil servant à l'échange de transmissions téléphoniques.

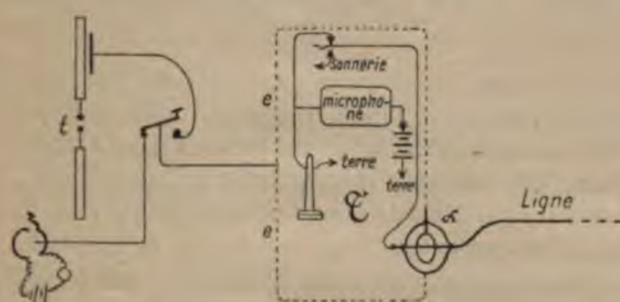
On éprouve quelques difficultés à soustraire d'une manière complète un téléphone à l'action des ondes électriques. Elles y produisent un bruit de friture qui rend l'usage de l'appareil des plus désagréables. Il ne suffit pas d'enfermer les appareils téléphoniques dans une enceinte métallique e, à la manière du récepteur r de la *fig.* 1. Le bruit de friture se trouve diminué, mais non supprimé.

Nous sommes parvenus à soustraire d'une manière complète le téléphone à l'action des ondes en disposant les appareils de la manière suivante.

Les dispositifs téléphoniques T sont enfermés dans une enceinte métallique qu'il est facile de réaliser à peu de frais en tapissant de feuilles d'étain une cabine téléphonique ordinaire.

Le fil de ligne traverse la paroi de la cabine et est relié au téléphone et au microphone qui y sont contenus. Au lieu d'être en contact direct avec la tapisserie métallique, ce fil traverse une ampoule à air raréfié α (*fig.* 2) dans une direction perpendiculaire au plan d'un anneau conducteur également contenu dans l'ampoule et qui entoure le fil sans le toucher. Cet anneau est mis extérieurement en

contact avec la tapisserie métallique. Grâce à ce dispositif, les ondes électriques sont captées par l'enceinte métallique et transmises aux appareils télégraphiques qu'elles doivent actionner, tandis que le courant téléphonique parvient au téléphone débarrassé des ondes qui en troublerait le fonctionnement.



Les relations des divers appareils sont indiquées dans la *fig.* 2, dans laquelle le dispositif α a été agrandi pour plus de clarté.

Ce dispositif présente sur ceux utilisés jusqu'à présent en télégraphie ordinaire (système van Rysselberge, système Cailho) l'avantage de permettre la disposition des appareils télégraphiques *t* en un lieu A, alors que les appareils téléphoniques *T* sont placés à une autre station C. Il permet donc d'échanger par un même fil des transmissions télégraphiques entre deux postes A, B, en même temps que des conversations téléphoniques sont échangées entre deux postes C et D intermédiaires desservis par la même ligne.

Nous nous sommes bornés, jusqu'à aujourd'hui, à réaliser ce dispositif sur une petite longueur (15 à 20 mètres) ; nous nous proposons de l'utiliser en employant la ligne de 350 mètres, que nous avons actuellement à notre disposition.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. I, n° 3; 1900.

C. HEINKE. — Ueber Wellenstromerreger (Sur les oscillateurs). — P. 326-350; 441-462.

Dans ce mémoire, surtout consacré à l'étude des interrupteurs électrolytiques, l'auteur compare l'électrode active de l'interrupteur de Wehnelt à une double dérivation, dont les deux branches porteraient, l'une : une résistance variable entre certaines limites; l'autre, *une capacité* C, qui dépendrait surtout de l'épaisseur de la couche de gaz ou de vapeur qui se forme autour du fil de platine. Cette capacité serait d'ailleurs d'un ordre de grandeur qui ne permettrait pas de la comparer à celle d'un condensateur, mais qui suggérerait plutôt une comparaison avec les capacités de polarisation.

Par le passage du courant, la surface de l'électrode se diviserait en deux parties, dont l'une conserverait toujours le contact avec le liquide, tandis que l'autre serait périodiquement séparée du liquide par une couche gazeuse. En ces instants, il se produirait un rapide accroissement de la résistance R, comprise entre les deux pôles de l'interrupteur et par suite un accroissement considérable de la force électromotrice de self-induction $-L\frac{di}{dt}$. Et, si l'on remarque : 1° que, la résistance R_1 ayant augmenté (tandis que la résistance ohmique du reste du circuit est restée invariable), il en résulte une augmentation de différence de potentiel sur le fil du platine; 2° que le courant self-induit est dirigé dans le sens du courant affaibli, on voit que ces deux effets concourent à augmenter la différence de potentiel sur les deux faces de la couche gazeuse; et cela, dans d'assez fortes proportions, pour qu'il en résulte une *décharge disruptive*. — D'autre part, on conçoit que des valeurs convenables de la capacité C et de la self-induction L du circuit permettront de satisfaire aux conditions de *résonance électrique*. La différence essentielle que présenterait ce phénomène de résonance avec celui que l'on peut obtenir avec les dynamos consisterait en ce que la condition de possibilité $z = a\sqrt{\frac{1}{C \cdot L}}$ est ici beaucoup plus élastique, puisque z (fréquence

des oscillations) et C (capacité de la couche gazeuse) peuvent varier tous les deux, dans de larges limites, avec les conditions de l'expérience.

L'auteur discute les résultats numériques de nombreuses mesures qui confirment des résultats déjà connus [1]. — D'autre part, certaines particularités (telles que la compensation mutuelle de la force électromotrice de self-induction et de la force électromotrice qui rentrerait en jeu dans la charge de la capacité C — le renversement souvent observé du sens du courant — le caractère instable du phénomène) ne lui paraissent pas suffisamment expliquées dans l'hypothèse jusqu'ici admise d'une simple rupture de courant, et, d'après lui, s'interpréteraient facilement, avec sa manière de voir.

MATHIAS CANTOR. — Versuch über die Absorption des Lichtes in elektrisch leuchtenden Gasen (Recherche sur l'absorption de la lumière par les gaz électriquement incandescents). — P. 462-466.

Des expériences directes de comparaison n'ont permis de constater aucune diminution appréciable de l'intensité d'un faisceau lumineux, auquel on faisait traverser une colonne gazeuse, portée à l'incandescence par des décharges électriques.

D'autre part, Wiedemann [2] avait constaté que les gaz traversés par des décharges électriques sont portés à des températures peu élevées.

Ces deux résultats, rapprochés l'un de l'autre, confirment que la loi de Kirchhoff est inapplicable au cas actuel.

MORRIS-AIREY. — Ein Versuch zur Hypothese der elektrolytischen Leitung in Geisslerrohren (Expérience relative à l'hypothèse d'une conductibilité électrolytique dans les tubes de Geissler). — P. 466-468.

L'observation spectroscopique d'un tube de Geissler à hydrogène avec faible proportion de chlore avait conduit J.-J. Thomson à admettre un transport du chlore vers l'anode.

M. Morris-Airey recommence l'expérience avec un appareil formé de deux tubes de Geissler, réunis par un tube capillaire intermédiaire. L'un des tubes fonctionnant comme anode et l'autre comme

---

(1) Voir *J. de phys.*, 1899, p. 206, 438, 563, 639; — 1900, p. 95.
(2) *Wied. Ann.*, 1879, p. 298.

cathode, on retrouve bien le phénomène décrit par Thomson; mais les deux tubes de Geissler étant alors séparés par fusion du tube intermédiaire, chacun d'eux redonne séparément le phénomène de Thomson, d'une façon identique.

L'explication du phénomène ne doit donc pas être cherchée dans une convection du chlore vers l'anode, mais plus probablement dans un effet de la différence de température des deux électrodes.

F. RICHARZ et W. ZIEGLER. — Analyse oscillirender Flaschenentladungen vermittelst der Braun'schen Rohre (Analyse des décharges oscillantes des condensateurs à l'aide du tube de Braun). — P. 468-474.

Expérience de cours, fondée sur l'observation, par la méthode du miroir tournant, du phénomène de fluorescence présenté par le tube de Braun [1].

K. BÜRKER. — Ueber ein Dreipulvergemisch zur Darstellung elektrischer Staubfiguren (Figures électriques obtenues avec un mélange de trois poudres). — P. 474-483.

De toutes les poudres soumises à l'expérience, celle que l'on obtient en mélangeant d'abord 5 volumes de fleur de soufre avec 1 volume de carmin, et en triturant ensuite le tout avec 3 volumes de lycopode, est celle qui donne les meilleurs résultats : mobilité des grains de poussière, netteté des tracés, vive opposition des couleurs.

F. Carré.

T. CALVERT. — Die Dielektricitätsconstante des Wasserstoffsuperoxyds (Constante diélectrique de l'eau oxygénée). — P. 483-485.

L'auteur a opéré sur un liquide contenant 45,9 0/0 d'eau oxygénée; l'absorption des ondes électriques par cette solution est très faible, c'est-à-dire a la valeur qu'on pouvait attendre, étant donnée sa conductibilité; la constante diélectrique est 84,7; si on admet la loi de mélange et qu'on prenne 81 comme constante diélectrique de l'eau, on déduit du nombre précédent 92,8 pour celle de l'eau oxygénée pure.

Ch. Maurain.

---

[1] J. de Phys., 1897, p. 298.

P. LENARD. — Ueber Wirkungen des ultravioletten Lichtes auf gasförmige Körper (Action des radiations ultra-violettes sur les gaz). — P. 486-507.

Plusieurs sortes de radiations récemment étudiées communiquent à l'air un état particulier : il devient conducteur ; son oxygène est partiellement transformé en ozone ; il s'y forme des noyaux de condensation pour la vapeur. Le travail de M. Lénard montre que certaines radiations ultra-violettes produisent le même effet.

Condensation de la vapeur. — MM. Lenard et Wolf ont montré antérieurement que si, dans un espace primitivement soustrait à la lumière, on fait tomber sur un jet de vapeur le rayonnement émis par les étincelles (par une fenêtre garnie d'une lame de quartz), ce rayonnement produit une action de condensation sur le jet de vapeur. Ils avaient attribué cet effet à l'arrachement de particules de quartz. Mais les expériences actuelles ne permettent plus cette interprétation : si on éloigne le jet de vapeur de la lame de quartz, on constate qu'à une distance de quelques centimètres l'action disparaît; si on éloigne, de l'autre côté, le micromètre à étincelles, placé d'abord très près de la lame, et qu'on cherche, en éloignant progressivement le jet à partir de la lame, à quelle distance l'action disparaît, on trouve que ce qui reste constant, c'est la distance entre la position du jet où disparaît l'action et la position correspondante du micromètre. Le phénomène dépend donc de l'épaisseur d'air traversée, et non de la position de la lame de quartz. Ce ne sont pas les rayons visibles qui produisent l'action, car des lames minces de verre ou de mica l'interceptent complètement, ni les rayons ultra-violets ordinaires, car une épaisseur d'air de quelques centimètres n'arrête aucunement l'action bien connue de ceux-ci sur un conducteur électrisé (ceci a d'ailleurs été vérifié par M. Lénard avec sa disposition même). M. Lénard a étudié un grand nombre de corps au point de vue de leur transparence pour cette action condensante et trouvé les mêmes résultats qualitatifs que ceux qui correspondent aux rayons de Schumann.

Pour étudier avec précision la propagation des rayons actifs, il était désirable d'obtenir une action à plus de quelques centimètres; en faisant jaillir des étincelles entre des conducteurs de différents

(1) LENARD et WOLF, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 447-451; 1889.

métaux, et en disposant convenablement l'appareil, M. Lénard a pu obtenir, comme distance limite (étincelles de 2^{mm}) :

Al	Co	Sn	Pb	Tn	Mg
50^{cm}	36	27	20	18	12

Il a alors constaté que le rayonnement actif se propage en ligne droite à partir des étincelles qui le produisent; ce rayonnement forme un faisceau limité par les bords de la fenêtre et produit dans l'air des centres de condensation qui, une fois formés, peuvent sortir du faisceau géométrique, par exemple être entraînés par un courant d'air.

M. Lénard a étudié ensuite la réfraction des rayons utiles dans des lentilles de différentes substances : le micromètre à étincelles constituant l'objet, on cherche le point où se produit l'image pour les rayons actifs, c'est-à-dire où l'action condensante est la plus intense. On mesure, d'autre part, les distances à la lentille, en prenant comme lumière celle du sodium, d'un objet et de son image. Des nombres trouvés on peut déduire l'indice de réfraction des rayons utiles, connaissant celui qui correspond à la raie D. Enfin de l'indice on déduit leur longueur d'onde par l'application des formules de dispersion. Voici quelques-uns des résultats :

	m	λ
Quartz...............	1,68	$0^{\mu},18$
Sel gemme..........	1,90	$0^{\mu},17$
Spath...............	1,52	$0^{\mu},18$

L'accord des différents résultats montre la précision des expériences.

En remplaçant sur le trajet des rayons l'air par l'oxygène ou le gaz carbonique, l'action est peu modifiée; elle est un peu plus faible avec le gaz d'éclairage, et beaucoup plus faible avec l'hydrogène; ce n'est qu'à quelques millimètres de la lame de quartz qu'on peut l'observer.

Action électrique. — On sait que les rayons ultra-violets tombant sur une lame métallique chargée *négativement* la déchargent, plus ou moins vite, suivant la nature du métal et l'état de la surface; dans les expériences actuelles, on obtient une action toute différente, car une charge positive disparaît aussi bien qu'une charge négative; de plus, l'état de la surface n'exerce pas l'action qu'il exerce sur le phénomène ordinaire de décharge par les rayons ultra-violets; enfin l'ensemble des expériences de M. Lénard montre que l'air qui a été

traversé par le rayonnement actif est devenu conducteur; il n'y a plus besoin, pour que la décharge s'accomplisse, que le rayonnement tombe sur le conducteur.

Formation d'ozone. — Elle a été étudiée chimiquement et est très notable.

Autres sources actives. — Un grand nombre de sources ont été substituées aux étincelles : l'arc électrique seul a donné la même action, qui est plus intense, si on substitue au charbon positif une tige d'aluminium. M. Lénard pense que le rayonnement solaire doit comprendre des rayons actifs; mais l'absorption de l'air fait qu'ils ne doivent exercer leur action qu'aux hautes altitudes; cette action semble bien être intervenue dans des expériences faites par M. Lénard sur les Alpes, et dans lesquelles il avait obtenu la décharge de corps positifs ou négatifs; enfin elle doit intervenir aussi dans les phénomènes électriques de l'atmosphère.

CH. MAURAIN.

J.-L. ALMY. — Ueber die Funkenpotentiale in festen und tropfbarflüssigen Dielektricis (Sur le potentiel explosif dans les diélectriques solides et liquides). — P. 508-529.

Solides. — Les électrodes sont un plan métallique relié au sol et reposant sur la lame plane du diélectrique à étudier et une sphère ou une pointe appuyant sur la face intérieure de cette lame; cette deuxième électrode est mise en communication avec une machine électrostatique; elle est contenue dans un tube de verre et noyée dans de la cire, sauf au point de contact avec la lame à étudier. Le potentiel est mesuré par un électromètre à plateau mobile, à anneau de garde.

Le potentiel explosif, dans le cas où les électrodes sont le plan et la pointe, est plus grand quand la pointe est négative que quand elle est positive; la différence varie, avec la plaque diélectrique, de 5 à 8 0/0; quand les électrodes sont une sphère et un plan, aucune dissymétrie systématique de ce genre n'apparaît.

Le potentiel explosif est plus grand pour les électrodes sphère et plan que pour les électrodes pointe et plan, la différence étant variable, mais supérieure, en tout cas, à 5 0/0.

Des expériences faites à 100° (après avoir noyé tout l'appareil dans du soufre) n'ont pas donné de résultats différant notablement de ceux qu'on obtient à la température ordinaire.

Le potentiel explosif est plus grand si on fait croître lentement une différence de potentiel de sens constant que si on augmente progressivement l'amplitude d'un potentiel oscillant (avec sphère et plan); la différence varie de 20 à 40 0/0.

Les expériences qui ont révélé les particularités précédentes ont été faites avec des lames de verre ou de mica : pour les mesures concernant les autres diélectriques, on s'est placé dans les conditions les plus simples : sphère et plan comme électrodes et potentiel de sens constant.

Voici quelques résultats :

Substances	Distance explosive	Potentiel explosif (en unités électrostatiques C. G. S.)
Verres (différents) nº 1	0cm,041	58,6
	0 ,220	133
— nº 4	0 ,149	118
— nº 5	0 ,076	127
— nº 6	0 ,041	110
— nº 11	0 ,041	138
Mica..........................	0 ,0032	70,3
	0 ,006	124
Quartz pp. à l'axe	0 ,02	77,5
— parallèle..............	0 ,02	101
Paraffine	0 ,0156	72,7
	0 ,0359	145
Ebonite......................	0 ,015	> 140

Liquides. — La grande difficulté est d'éviter la présence de particules étrangères, qui viennent se placer au maximum du champ. c'est-à-dire entre les électrodes; des expériences préalables ont montré l'influence de ces particules, dont on s'est débarrassé en remplissant le vase où se trouvent les électrodes par l'intermédiaire d'un vase poreux ; une pompe aspirante déterminait le passage du liquide à travers le vase poreux.

Substances	Distance explosive	Potentiel explosif
Térébenthine....	0cm,0184	46
	0 ,066	112
Pétrole..........	0 ,026	72
	0 ,052	121
Xylol...........	0 ,024	72
	0 ,0675	131,5
Benzine	0 ,045	98,5
	0 ,054	114,8

Ch. Maurain.

L. GRÆTZ. — Ueber die Quincke'schen Rotationen in elektrischen Feld (Sur les rotations dans un champ électrique observées par Quincke). — P. 530-541.

Ces rotations sont celles qu'éprouvent, dans un champ électrique, des diélectriques solides plongés dans un fluide faiblement conducteur. Quincke les observait en suspendant le diélectrique à un fil de cocon ; mais la tension du fil cause une perturbation complexe. L'auteur se sert de sphères mobiles autour d'un axe ; le frottement des pointes diamétrales dans les cavités et du fluide sur la sphère peut être connu par des expériences préalables, et il est facile d'en tenir compte. On peut alors, des mesures de vitesses, déduire un contrôle de la théorie : d'après celle-ci, le mouvement provient de la répulsion entre les parties chargées de la sphère solide et les électrodes électriques de même signe ; la conductibilité du liquide intervient ainsi dans les formules et peut être déduite de la vitesse de rotation. — Les expériences faites avec une sphère de soufre dans l'éther et la benzine, et une débonite dans l'éther, ayant donné, pour la conductibilité de ces liquides, des nombres qui s'accordent suffisamment avec les valeurs connues, l'auteur a appliqué le procédé à plusieurs questions importantes :

Il a d'abord mesuré la conductibilité d'air soumis aux rayons de Röntgen et trouvé, par rapport à celle du mercure, $0,244.10^{-16}$, ce qui s'accorde avec les déterminations directes, autant que le permettent les différences d'intensité du rayonnement ; puis il a repris les expériences faites avec une sphère de soufre dans la benzine et trouvé une augmentation de conductibilité, dans le rapport de 0,73 à 0,6, quand on soumet la benzine aux rayons de Röntgen ; il a obtenu un résultat analogue avec l'éther. Ainsi *l'exposition aux rayons de Röntgen augmente la conductibilité de liquides peu conducteurs :* l'action de la lumière ou des corps radio-actifs a été négative (pour l'ordre de précision des expériences).

Ch. Maurain.

F.-J. MICHELI. — Ueber den Einfluss von Oberflachenschichten auf das Kerr'sché magneto-optischen Phänomen (Sur l'influence des couches superficielles sur le phénomène magnéto-optique de Kerr). — P. 542-565.

M. Micheli a fait des observations sur l'acier, le nickel et le cobalt. Pour l'acier, certaines théories, celles de Goldhamer, par exemple,

suffisamment d'accord avec les observations, fait intervenir une seule constante. Au contraire, pour le nickel et le cobalt, on ne peut rendre compte des observations qu'avec des théories comportant au moins deux constantes. L'auteur s'est demandé si la différence ne tenait pas à des impuretés des surfaces, et il a opéré avec des surfaces de nickel et de cobalt de plus en plus polies et propres. Les valeurs de l'incidence critique sont notablement modifiées par l'état de la surface ; mais on n'arrive pas, même avec le nickel et le cobalt très purs et à surfaces parfaitement propres, à des phénomènes qu'on puisse représenter par une théorie qui comporte une seule constante. L'auteur donne une théorie complète qui est une modification de celle de Drude ; mais en faisant intervenir une couche de passage, elle représente bien les observations.

B. B.

P. DRUDE. — Zur Elektronen Theorie der Metalle (Contribution à la théorie électronique des métaux).

W. Weber et Giese sont les premiers qui ont eu l'idée de rapprocher la conductibilité métallique de la conductibilité électrolytique, en imaginant que le courant électrique résulte du transport de particules électrisées. M. Drude reprend ce mode de représentation et donne à ces particules électrisées le nom d'*électrons*. Il peut y avoir plusieurs sortes d'électrons portant des charges différentes $l_1, l_2, l_3, \ldots$ (mesurées dans le système électrostatique). Les charges peuvent différer non seulement par leur signe, mais encore par leur valeur absolue. L'auteur suppose que, dans ce dernier cas, les charges l_1, l_2, sont des multiples d'une même quantité l.

M. Drude applique à ces électrons en mouvement les principes de la théorie cinétique des gaz. Désignons par u_i la vitesse de tous les électrons du type i; par T, leur température absolue, par l_i leur trajectoire moyenne; l'énergie cinétique d'un électron i sera $\frac{1}{2} m_i u_i^2$, m_i étant un coefficient que nous appellerons la *masse fictive* de l'électron. D'après un théorème de Boltzmann, si l'équilibre de température est établi, on a :

$$\frac{1}{2} m_i u_i^2 = \alpha T,$$

α étant une constante indépendante de la nature de l'électron.

M. Drude admet que cette constante a la même valeur que celle qui est déterminée dans la théorie cinétique des gaz de la manière suivante : soit p, la pression qui est exercée à la température T par N molécules par centimètre cube, chacune de ces molécules ayant une masse m et une vitesse u, on a :

$$p = \frac{1}{3} Nmu^2.$$

Comme, d'autre part, $\frac{1}{2} mu^2 = \alpha T$,

$$p = \frac{2}{3} \alpha 0 NT.$$

Cette formule donne dans le système C. G. S. pour valeur de α :

$$\alpha = 5{,}6 \times 10^{-17}.$$

En partant de ces hypothèses et en suivant pas à pas la théorie cinétique des gaz, M. Drude parvient à la loi de Wiedemann et Franz sur le rapport entre la conductibilité électrique et la conductibilité calorifique, en supposant :

1° Que le nombre des électrons par unité de volume est indépendant de la température ;

2° Qu'il n'y a qu'une sorte d'électrons.

Si on ne fait pas ces hypothèses et si on suppose qu'il y a deux sortes d'électrons, on parvient à une formule contenant, par rapport à la loi de Wiedemann et Franz, un terme de correction contenant les conductibilités électriques des deux sortes d'électrons.

L'auteur traite ensuite la théorie des différences de niveau potentiel au contact, celle de l'effet Peltier, des courants thermo-électriques et de l'effet Thomson ; il étudie les différences de niveau potentiel entre deux solutions inégalement concentrées d'un électrolyte, celles qui existent entre les métaux et les électrolytes.

L. Marchis.

W. MARCK. — Elektromotrische Kraft des Clark-und Weston-elementes (Force électromotrice de l'élément Clarke et de l'élément Weston).

Force électromotrice de l'élément Clark :

$$E_t = 1{,}4328 - 11{,}9\,(t - 13)\,10^{-4} - 0{,}07\,(t - 15)^2\,10^{-4}.$$

Force électromotrice de l'élément Weston :

$$L^t = 1,0186 - 38,0\ (t - 15)\ 10^{-6} - 0,63\ (t - 15)^2\ 10^{-6}.$$

L. MARCHIS.

T. I, n° 4, 1900.

G.-S. SCHMIDT. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen (Influence de la température sur la chute du potentiel dans les gaz raréfiés). — P. 625-648.

Ce travail complète sur certains points particuliers, celui que Wiedeman et Schmidt [1] ont antérieurement publié dans les *Annales* de Wiedemann.

Les principaux résultats obtenus ont été les suivants :

a) Pour une pression constante ou pour une densité constante du gaz, les élévations de température produisent d'abord une stratification de la région de *lumière positive* (*positive Lichtsaule*). Pour une plus grande élévation de température, la région positive se contracte vers l'anode et, finalement, la décharge devient obscure. Il importe de remarquer que, dans ce dernier cas, il suffit de faire jaillir une étincelle auprès du tube pour le voir s'illuminer d'un très vif éclat. Le gaz n'est donc pas devenu impropre à l'illumination; mais la forme de la décharge a été modifiée.

Une élévation de température de la cathode produit une extension de la *couche brillante* (*glimmlicht*), d'autant plus marquée que la pression est plus faible.

Le gradient du potentiel dans la région de lumière positive est, pour une densité constante, indépendant de la température.

Par suite, il décroît, sans pression constante, quand la température s'élève.

La chute de potentiel à la cathode reste indépendante de la température, tant que la cathode n'est pas complètement recouverte par la couche brillante et portée à l'incandescence.

b) Pour les températures plus élevées, où la décharge devient obscure, les résultats caractéristiques sont les suivants :

Le gradient augmente avec l'intensité du courant, plus rapidement que dans le cas des décharges lumineuses ;

(1) *Wied. Ann.*, 1898, p. 316. — Voir *J. de Phys.*, 1899, p. 55.

Le gradient augmente avec la température pour une densité constante du gaz ;

Le gradient diminue de l'anode vers la cathode, de quantités à peu près proportionnelles à la distance du point considéré à la cathode.

c) Enfin l'ensemble des phénomènes conduit à ce résultat que : Pour un accroissement continu de la température la différence de potentiel aux électrodes diminue lentement d'abord, rapidement ensuite, atteint un minimum, puis se met à croître. Pour un même tube, le minimum est atteint à une température d'autant plus basse que la pression initiale est plus faible.

Il semble que c'est en étudiant la décharge obscure que l'on pourra trouver les lois les plus simples des phénomènes que présentent les décharges électriques à travers les gaz raréfiés.

L. GRŒTZ. — Ueber mechanische Bewegungen unter dem Einfluss von Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen (Mouvements produits sous l'influence des rayons cathodiques et des rayons de Röntgen). — P. 648-654.

De petits moulinets, à ailettes *métalliques*, électriquement *isolées*, sont placés *dans l'air*, entre les deux plateaux d'un condensateur, chargé à haut potentiel. Aucun mouvement ne se produit. Mais, dès que les ailettes reçoivent les rayons d'un tube de Röntgen, on obtient une rotation continue allant du plateau positif au plateau négatif, en passant par le tube de Röntgen. Des lames, transparentes aux rayons Röntgen, suppriment tout effet, quand on les interpose entre le tube et le moulinet. Il faut donc rejeter toute hypothèse balistique.

L'auteur admet que la paroi, toujours chargée négativement, du tube de Röntgen, attire les parties du système mobile, qui, voisines du plateau positif, ont été chargées positivement, grâce à la conductibilité de l'air interposé.

On peut obtenir des effets semblables en supprimant le condensateur ; la rotation peut alors se produire indifféremment dans les deux sens, comme à l'intérieur d'un tube de Crookes ; mais elle se produira dans le sens déterminé par l'explication proposée plus haut, si l'on modifie encore le champ électrostatique dans lequel se trouve le moulinet. Une tige métallique, placée latéralement, suffira à cet effet.

On expliquerait de la même façon les rotations observées à l'inté-

rieur d'un tube de Crookes. Si le vide est poussé plus loin, il suffirait d'admettre que, le gaz n'étant plus conducteur, les ailettes du moulinet ne se chargent plus; c'est pourquoi ces phénomènes n'ont pu être observés à l'intérieur des tubes de Röntgen.

Les expériences, tentées sur les radiations ultra-violettes et sur celles du radium, sont restées négatives.

R. v. HIRSCH. — Störungen am kritischen Punkt von reinen Flüssigkeiten und Mischungen (Anomalies relatives au point critique des fluides purs et des mélanges). — P. 635-664.

Dans le but d'expliquer comment les anomalies, décrites par les divers auteurs, peuvent s'interpréter dans la théorie simple de Van der Waals, l'auteur montre :

1° Qu'on ne doit pas négliger la variation de la pression $\frac{dp}{dh} = -g\rho$, dans le tube, au voisinage du point critique $\left(\text{puisque } \frac{dp}{dV} = \infty\right)$; et

2° qu'au moment de l'apparition ou de la disparition du ménisque la masse fluide n'est généralement pas en équilibre ; et cela d'autant moins que l'on opère sous des variations plus rapides de la température.

WALTER CADY. — Ueber die Energie der Kathodenstrahlen (Énergie des rayons cathodiques). — P. 678-700.

Les mesures ont été faites successivement avec la pile thermo-électrique et avec le bolomètre.

Par une série d'expériences de comparaison, l'auteur a cherché à faire le départ entre la chaleur transmise par les radiations cathodiques et celle qui peut être transmise par des courants de conduction. Si l'on désigne par V la différence de potentiel entre la cathode et le corps soumis aux radiations, par i la quantité d'électricité que le corps reçoit par seconde sous forme de radiations cathodiques, par Q l'énergie qu'il reçoit sous forme de chaleur, les expériences fournissent, pour le quotient $\frac{iQ}{V}$, une valeur comprise entre 0,80 et 0,86.

Les résultats, donnés par les différents appareils, ne sont d'ailleurs pas très concordants.

Si l'on adopte, d'une part, le nombre cité plus haut, et, d'autre part, ceux qui ont été obtenus par H. Starke [1], on en déduit 0,7 environ pour valeur du rapport dans lequel serait diminuée, par réflexion, l'énergie des particules qui transportent les radiations cathodiques, en supposant que chacune d'elles conserve, après réflexion, sa charge totale.

Leo ARONS. — Ueber den elektrischen Lichbogen zwischen Metalleelktroden in Stickstoff und Wasserstoff (De l'arc électrique, entre électrodes métalliques, à travers l'azote et l'hydrogène). — P. 700-718.

Les expériences ont porté sur l'aluminium, le cadmium, le cuivre, le fer, le magnésium, le laiton, le plomb, le platine, le zinc et l'argent.

A noter surtout que l'argent, qui, d'après v. Lang, est, de tous les métaux observés, celui qui, dans l'air, exige la plus faible force électromotrice, n'a jamais permis d'obtenir dans l'azote un arc de quelque durée.

L'aluminium et le magnésium donnent des composés avec l'azote, le zinc du laiton passe presque seul dans l'arc; avec le platine, l'anode est striée de lamelles quadrangulaires très aplaties.

En général, l'arc jaillit plus difficilement à travers l'hydrogène qu'à travers l'azote. Le cuivre et l'aluminium, qui donnent des arcs très brillants dans l'azote, ne donnent rien dans l'hydrogène. Le platine, l'argent, le fer, exigent de très fortes intensités; les électrodes sont mises hors d'usage. Le plomb et l'étain sont fondus. Le cadmium, le zinc et le magnésium ont seuls donné quelques résultats. Les mesures de pression, de force électromotrice et d'intensité, sont généralement très incertaines.

F. Carré.

---

(1) *Wied. Ann.*, 1899, p 49; — *J. de Phys.*, 1899, p. 39.

STEFAN MEYER. — Bestimmung einiger Magnetisrungszahlen (Détermination de quelques constantes magnétiques). — P. 664-667.

Ueber Atommagnetismus und Molecularmagnetismus (Magnétisme atomique et moléculaire). — P. 668-672.

L'auteur applique des méthodes décrites dans ses précédents mémoires à quelques déterminations nouvelles :

1° La susceptibilité du chlorure de vanadium VCl^2 en solution dans l'eau est indépendante de la concentration ; car, en supposant celle de l'eau égale à -67.10^{-6} et déduisant les mesures faites avec des solutions de concentration variée, celle du chlorure, on trouve toujours le même nombre $+1,25.10^{-6}$. Il résulte de là que la méthode de mesure dite méthode de la solution non magnétique est correcte (dans cette méthode on dilue une solution aqueuse d'un sel magnétique jusqu'à la rendre non magnétique, et on déduit, sans mesure autre que des pesées, la susceptibilité magnétique du corps dissous de celle de l'eau, en admettant la loi des mélanges, que les mesures précédentes vérifient) ;

2° Pour Co^2O^3 et $(SO)^4Sa^2 + 8H^2O$, étudiés à l'état solide, les valeurs de la susceptibilité ont été respectivement $+59,2.10^{-6}$ et $+22,3.10^{-6}$;

3° L'auteur a mesuré les susceptibilités de nombreux composés cuivreux et cuivriques purs. Il a ensuite comparé, d'une part, les volumes occupés par le poids moléculaire et la somme des volumes des atomes composants, d'autre part, le magnétisme moléculaire, et la somme des magnétismes atomiques ; pour ceux de ces composés où il y a contraction, le magnétisme moléculaire est plus grand que la somme des magnétismes atomiques (il peut même y avoir un magnétisme moléculaire positif, la somme étant négative) ; s'il y a dilatation, c'est le diamagnétisme qui augmente.

Une autre conclusion est qu'il n'y a aucune distinction générale, au point de vue du signe, entre les composés cuivreux et cuivriques, comme l'avait cru G. Wiedemann, d'après d'anciennes mesures.

CH. MAURAIN.

SUR LA DISPERSION EXCEPTIONNELLE DU SPATH D'ISLANDE;

Par E. CARVALLO [1].

1. — Dans mon Rapport sur les théories et formules de dispersion pour le Congrès de Physique de 1900, j'ai expliqué que les théories acceptables se réduisent à deux types conduisant aux formules de dispersion

$$\text{(A)} \qquad \frac{1}{n^2} = cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} + \dots \text{etc.},$$

$$\text{(B)} \qquad n^2 = a + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \text{etc.},$$

où n représente l'indice de réfraction; λ, la longueur d'onde dans le vide; et $l = \frac{\lambda}{n}$, la longueur d'onde dans le corps étudié, pour une même radiation.

Par des mesures de précision dans l'infra-rouge, j'ai montré [2] que la première formule doit être généralement complétée par un terme en l^4 non prévu par la théorie. La formule à cinq termes

$$\text{(I)} \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4}$$

est généralement suffisante pour comprendre toutes les observations, de l'extrême infra-rouge à l'extrême ultra-violet.

D'autre part, dans la deuxième formule, il suffit généralement de prendre deux termes fractionnaires, avec $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$; on peut d'ailleurs développer la deuxième fraction $\frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$ suivant les puissances croissantes de λ^2, ainsi :

$$\frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} = \frac{-b_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} = -\frac{b_2}{\lambda_2^2} \times \frac{1}{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_2^2}} = -\frac{b^2}{\lambda_2^2}\left[1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_2^2} + \frac{\lambda^4}{\lambda_2^4} + \dots\right],$$

et il suffit, en général, de limiter le développement aux trois premiers

---

[1] Travail fait au Laboratoire d'enseignement de la physique à la Sorbonne (M. Bouty).

[2] CARVALLO, *Comptes Rendus*, t. CXXVI, p. 950; 1898.

termes. La formule (B) s'écrit alors

$$(\text{II}) \qquad n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \qquad (\lambda_1 < \lambda).$$

La fraction qui reste dans la formule peut, de son côté, être développée suivant les puissances de $\frac{1}{\lambda^2}$; mais le développement est peu convergent et nécessite plus de deux termes.

La conclusion de mon rapport est que les formules (I) et (II), à cinq constantes chacune, représentent bien, en général, la dispersion des corps transparents.

2. — J'ai pourtant fait des réserves pour le rayon ordinaire du spath d'Islande, parce que la formule (II), calculée par M. Ketteler [1], représente mal les observations dans l'ultra-violet. L'auteur attribue les écarts non pas à l'imperfection de la formule, mais à celle des observations. Cependant l'écart atteint le troisième chiffre décimal de l'indice pour la raie 26 du cadmium; il m'a paru trop considérable pour qu'il soit permis de l'attribuer à l'expérience.

D'autre part, j'ai calculé autrefois [2] la formule (I) pour le spath d'Islande : la concordance des nombres observés avec ma formule est bien meilleure qu'avec celle de M. Ketteler. L'écart maximum est de 25 unités du cinquième chiffre décimal. La conclusion de M. Ketteler est donc peu soutenable. Mais la question demande à être élucidée sur deux points :

1° L'écart qui subsiste entre ma formule et l'observation doit-il être attribué aux mesures ou à une insuffisance de la formule (I) à cinq termes, et faut-il un terme en l^{-6}, pour représenter le phénomène?

2° La défectuosité de la formule calculée par M. Ketteler représente-t-elle vraiment une insuffisance de la formule (II) à cinq constantes, et, dans ce cas, dans quel sens faut-il compléter la formule (II)? Faut-il, au contraire, attribuer la défectuosité en question au choix des constantes?

La dernière opinion est rendue possible par l'incommodité de la formule (II) pour le calcul des constantes. En effet, la formule, n'étant pas linéaire par rapport à chacune d'elles, se prête mal

(1) KETTELER, *Wied. Ann.*, t. XXX, p. 314; 1887.

(2) CARVALLO, *Ann. de l'Éc. Normale*, supplément pour 1890; thèse, Gauthier-Villars.

au calcul par les méthodes d'interpolation connues. Au lieu d'employer ces méthodes et de faire concourir toutes les observations au calcul des constantes, M. Ketteler a dû se contenter de les calculer au moyen des données relatives à un nombre de radiations égal à celui des constantes calculées. De plus, il a fait le calcul avec des déterminations anciennes de M. Mascart [1], et la comparaison de la formule faite avec des déterminations de M. Sarasin [2], qui concordent mal avec celles de M. Mascart. Enfin les longueurs d'onde adoptées sont défectueuses.

Pour résoudre avec certitude les deux questions que je viens de poser, il faut tout reprendre, mesures et calculs.

3. — *Mesures.* — Ayant observé antérieurement les parties calorifique et visible du spectre [3], j'avais encore à étudier la partie ultra-violette.

J'ai fait cette étude avec les raies du cadmium observées par la photographie. Le goniomètre employé est celui que M. Gautier a construit sur mes indications pour le laboratoire de M. Bouty et qui a figuré à l'Exposition de la Société de Physique, en 1897. Les résultats que j'ai obtenus, rapportés à la température de 20° C., sont consignés dans le tableau I, où j'ai ajouté les nombres de M. Sarasin, à titre de comparaison. J'ai donné la valeur de la longueur d'onde qui me paraît devoir être adoptée, en indiquant l'auteur à qui elle est empruntée.

La concordance est assez bonne entre mes déterminations et celles de M. Sarasin, faites avec le premier prisme. Avec le deuxième prisme, la concordance est moins bonne.

D'autre part, pour le rayon ordinaire, les clichés photographiques au-delà de la raie 23 sont très faibles; il y a une forte perte de lumière par absorption, et aussi par réflexion sur les faces du prisme. J'ai donc préféré adopter les nombres de M. Sarasin (premier prisme) au-delà de la raie 23, plutôt que d'apporter des nombres nouveaux qui ne présenteraient pas plus de garanties. Ces nombres, joints à mes déterminations, sont ceux qui ont servi de base à mes calculs.

4. — *Formules de dispersion pour le rayon extraordinaire.* — Voici d'abord la formule que j'ai communiquée à l'Académie des

---

(1) MASCART, *Ann. de l'Éc. Normale*, t. I, p. 263; 1864; t. IV, p. 7; 1867.
(2) SARASIN, *Arch. des Sc. Phys.* (Genève), t. VIII, p. 392; 1882.
(3) CARVALLO, *Comptes Rendus*, t. CXXVI, p. 950; 1898.

TABLEAU I.

Raie.	λ (1).	Auteur (1).	Rayon extraordinaire. n Carvallo.	Rayon extraordinaire. n Sarazin. 1er prisme.	Rayon extraordinaire. n Sarazin. 2e prisme.	Rayon ordinaire. n Carvallo.	Rayon ordinaire. n Sarazin. 1er prisme.	Rayon ordinaire. n Sarazin. 2e prisme.
Cd$_1$	0,643850	Michelson	1.484 92	1.484 81			1.655 01	
D	589298	Bell .... Kayser et Runge... Rowland...........	1.486 44	1.486 44	1.486 34		1.658 39	1.658 25
Cd2	537902	Bell	1.488 28	1.488 45		1.662 40	1.662 34	
3	533830	—	1.488 45	1.488 43		1.662 76	1.662 74	
4	508585	Michelson	1.489 60	1.489 53		1.665 27	1.665 25	
5	479994	—	1.491 13	1.491 12		1.668 61	1.668 58	
6	467822	Rowland...........	1.491 88	1.491 85		1.670 24	1.670 23	
7	441407	—	1.493 72	1.493 67		1.674 24	1.674 17	
9	361294 361051	Kayser et Runge...	1.502 25	1.502 28	1.502 24	1.693 19	1.693 25	1.693 10
10	346767 346624	— ...	1.504 53	1.504 52	1.504 43	1.698 34	1.698 42	1.698 18
11	340365	— ...	1.505 61	1.505 59		1.700 83	1.700 79	
12α	326108	— ...	1.508 36			1.707 13		
12β γ	325254 32504	— ... Eder et Valenta.....	1.508 57	1.508 57		1.707 60	1.707 64	
13	31332	—	1.511 48			1.713 94		
14	298067	Kayser et Runge...	1.515 12			1.723 06		
17	27486	Eder et Valenta....	1.522 70	1.522 76	1.522 87	1.741 53	1.741 51	1.741 66
18	257305	Kayser et Runge...	1.530 16	1.530 19	1.530 59	1.760 54	1.760 50	1.760 60
22	232929	— ...	1.544 98			1.800 80		
23	231289	— ...	1.545 57	1.545 59	1.545 83	1.802 51	1.802 48	1.802 72
23α	228804	— ...	1.546 02					
23β	226747	— ...	1.547 43					
24	226507	— ...	1.549 22	1.549 20	1.549 60		1.813 00	1.812 91
24α	226230	— ..	1.551 25					
25	219461	— ...	1.555 17	1.555 14	1.555 33		1.830 90	1.830 91
26	214439	- ...	1.559 95	1.559 93	1.560 14		1.845 80	1.845 92

(1) Ces données sur la longueur d'onde sont empruntées au travail sur les *Constantes optiques* de M. Dufet.

Sciences (28 mars 1898):

$$(I) \quad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} \left\{ \begin{array}{l} c' = +0,000\,012 \\ c = +0,001\,134 \\ a = +0,457\,753 \\ b = -0,000\,835 \\ b' = -0,000\,000\,84. \end{array} \right.$$

Elle représentait parfaitement mes observations faites dans les parties visible et calorifique du spectre. Comparée à mes nouvelles déterminations dans la partie ultra-violette, elle offre des écarts systématiques. Pour rétablir la concordance, il n'y a pas à toucher aux coefficients c', c, a, qui n'influent pas sur la dispersion de l'ultra-violet; il suffit de modifier légèrement les coefficients b et b' qui ont l'influence prépondérante dans cette partie du spectre. Les nouvelles valeurs obtenues sont celles-ci :

$$b = -0,000\,834\,42$$
$$b' = -0,000\,000\,96.$$

Ce changement n'influe pas sensiblement sur le calcul des indices pour les parties visible et calorifique du spectre; la concordance est aussi bonne qu'auparavant. Quant à la partie photographique, voici un extrait de la comparaison de la formule avec les nombres observés :

Raie.	n obs.	n calc.	O — C
Cd 1	1.484 92	1.484 95	— 3
2	1.488 28	1.488 31	— 3
4	1.489 60	1.489 63	— 3
17	1.522 70	1.522 72	— 2
18	1.530 16	1.530 20	— 4
23	1.545 57	1.545 60	— 3
26	1.559 95	1.559 98	— 3

La concordance est à peu près parfaite, sauf une différence constante de trois unités du cinquième chiffre décimal. Comme elle se trouve même dans la partie visible du spectre (raies 1, 2, 4), cette différence montre un écart systématique de trois unités entre la nouvelle série d'observations et l'ancienne. Cet écart est très explicable : en effet, dans mes anciennes observations, communiquées le 28 mars 1898, j'avais adopté comme point de départ la valeur obtenue par M. Dufet [1], pour l'indice de la raie D à 20° C., savoir 1,48645. Au contraire, mes

[1] Dufet, *Séances de la Société française de Physique*, p. 95; 1894.

nouvelles mesures sont des mesures absolues et indépendantes. Une erreur absolue de trois unités est facile : la température peut suffire à la provoquer ; elle a, en effet, une influence considérable, plus de une unité du cinquième chiffre décimal par degré, et, à moins de précautions spéciales, la température du prisme n'est pas égale à celle du thermomètre qui sert à la mesurer [1].

J'ai ensuite calculé une formule du deuxième type, et j'ai obtenu les résultats suivants :

$$\text{(II)} \qquad \frac{1}{n^2} = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \quad \left\{ \begin{aligned} C' &= -\,0{,}000\ 012 \\ C &= -\,0{,}002\ 477 \\ A &= +\,2{,}184\ 833 \\ b_1 &= +\,0{,}008\ 620 \\ \lambda_1^2 &= +\,0{,}011\ 256 \end{aligned} \right.$$

L'accord de cette formule avec l'observation est encore satisfaisant ; les écarts sont de même ordre que les précédents ; cependant ils n'ont pas le même caractère systématique d'une constante.

5. — *Formule de dispersion pour le rayon ordinaire.* — Voici celle que j'ai communiquée à l'Académie, le 28 mars 1898 :

$$\text{(I)} \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} \quad \left\{ \begin{aligned} c' &= +\,0{,}000\ 295 \\ c &= +\,0{,}005\ 154 \\ a &= +\,0.370\ 932 \\ b &= -\,0{,}001\ 003 \\ b' &= -\,0{,}000\ 000\ 50 \end{aligned} \right.$$

Elle représente parfaitement la dispersion dans les parties calorifique et visible du spectre. Comparée aux nouvelles observations faites dans la partie ultra-violette, elle donne des résidus

$$\text{(1)} \qquad y = \frac{1}{n^2}\ \text{obs.} - \frac{1}{n^2}\ \text{calc.},$$

qui suivent une marche systématique. Voici la courbe (*fig.* 1) que l'on obtient en prenant pour ordonnées ces résidus [2] et pour abscisses les valeurs de l^2. Cette courbe présente un point d'in-

---

[1] La précaution que j'ai prise consiste à suspendre le thermomètre juste au-dessus du prisme. De plus, il a été entouré d'une enveloppe en spath réglée par tâtonnement, de façon que la marche du thermomètre suivît celle du prisme de spath indiquée par les mesures optiques, quand on faisait varier rapidement la température de la salle.

[2] Dans un but de simplification, j'ai seulement adopté $b = -0{,}001\,000$: les valeurs de y sont évaluées en unités du cinquième chiffre décimal de l'indice.

flexion A (x_1, y_1). J'ai tracé graphiquement la tangente BAT en ce point, elle coupe l'axe oy en un point B; son équation est de la forme :

$$(AT) \qquad y - y_1 = m(x - x_1),$$

et les valeurs des coefficients m, x_1, y_1 peuvent être empruntées au graphique. On sait que, pour une même abscisse, la différence des

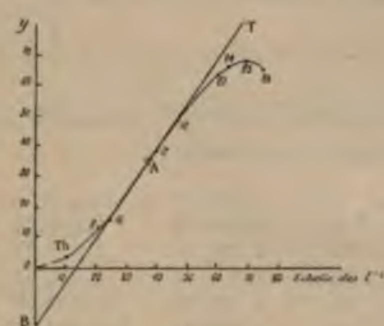


Fig. 1.

ordonnées sur une courbe et sur une tangente d'inflexion est du troisième ordre, à partir du point de contact. *Il est donc certain qu'il faut, pour représenter la courbe des écarts, au moins un terme du troisième ordre*, un terme en $(x - x_1)^3$. La formule la plus simple qui puisse la représenter est donc :

$$(C) \qquad Y = y + p(x - x_1)^3 = y_1 + m(x - x_1) + p(x - x_1)^3,$$

et, d'après la disposition de la courbe, p est visiblement négatif. On peut déterminer p en choisissant une abscisse quelconque. Le mieux est de choisir l'abscisse nulle.

Pour cette abscisse, les termes de dispersion qui nous occupent sont nuls; donc la courbe passe par l'origine, ce qui se vérifie bien. Pour ce point, les valeurs correspondantes des variables sont :

$$x = 0, \qquad Y = 0, \qquad y = -\text{BO},$$

et on en déduit :

$$0 = -\text{BO} - px_1^3;$$

BO et x_1 se lisent sur le graphique et on en déduit p. Ce procédé

graphique est sans doute moins parfait que l'usage des méthodes d'interpolation ; mais il est plus rapide et plus intuitif : il a surtout l'avantage de montrer clairement la nécessité absolue d'un terme du troisième ordre dans la formule de dispersion. Le résultat est celui-ci :

$$(\text{I}) \quad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} + b''l^{-6} \quad \left\{ \begin{array}{l} c' = +\ 0{,}000\ 295 \\ c\ \ = +\ 0{,}005\ 154 \\ a\ \ = +\ 0{,}370\ 932 \\ b\ \ = -\ 0{,}000\ 999 \\ b' = -\ 0{,}000\ 000\ 93 \\ b'' = +\ 0{,}000\ 000\ 0040 \end{array} \right.$$

Voici un extrait de la comparaison des nombres observés avec les nombres calculés par cette formule :

Raie.		n obs.	n calc.	O — C
	Cd 9	1.693 19	1.693 21	— 2
	10	1.698 34	1.698 37	— 3
	17	1.741 53	1.741 53	0
	18	1.760 54	1.760 50	+ 4
	23	1.802 51	1.802 55	— 4
Sarasin	24	1.813 00	1.812 96	+ 4
Sarasin	25	1.830 90	1.830 87	+ 3
Sarasin	26	1.845 80	1.845 83	— 3

L'accord, sans être parfait, est à peu près suffisant. On pourrait sans doute l'améliorer en remplaçant la détermination graphique des coefficients par un calcul d'interpolation. Quoi qu'il en soit, la réponse à notre première question est maintenant certaine : La formule (1) à cinq termes est insuffisante pour représenter la dispersion du spath dans la partie ultra-violette. *Il est nécessaire d'ajouter un terme en l^{-6}, et cela suffit pour représenter les observations depuis l'extrême infra-rouge jusqu'à la raie* 26 *du cadmium;* mais il est vraisemblable qu'il serait nécessaire d'ajouter des termes nouveaux à gauche ou à droite de la formule, à mesure qu'on pousserait plus loin les mesures dans l'infra-rouge ou dans l'ultra-violet; en un mot, la formule (I) n'est qu'un développement en série dans les deux sens.

6. — *Inaptitude de la formule de M. Ketteler ; dans quel sens il faut la modifier.* — Avec les constantes calculées par M. Ketteler, la formule

$$(\text{II}) \qquad n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2},$$

représente mal les observations. La cause du désaccord est-elle dans le choix des constantes ou dans la forme même de la formule? Pour résoudre cette question, j'indiquerai deux méthodes qui apporteront chacune un enseignement :

La première consiste à partir de la formule calculée au numéro précédent :

$$(1) \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} + b''l^{-6}.$$

Pour en déduire un développement de n^2 suivant les puissances de λ^2, je remplace l^2 par $\frac{\lambda^2}{n^2}$, je multiplie par n^2, je divise par a et j'isole n^2; j'obtiens

$$(2) \qquad n^2 = -\frac{c'}{a}\frac{\lambda^4}{n^2} - \frac{c}{a}\lambda^2 + \frac{1}{a} - \frac{b}{a}\frac{n^4}{\lambda^2} - \frac{b'}{a}\frac{n^6}{\lambda^4} - \frac{b''}{a}\frac{n^8}{\lambda^6}.$$

Une première approximation s'obtient en remplaçant n^2 par $\frac{1}{a}$, savoir :

$$(3) \qquad n^2 = -c'\lambda^4 - \frac{c}{a}\lambda^2 + \frac{1}{a} - \frac{b}{a^3}\lambda^{-2}\frac{b'}{a^4} - \lambda^{-4} - \frac{b''}{a^5}\lambda^{-6}.$$

Je remplace ensuite n^2 par la valeur (3) dans la formule (2), et ainsi de suite.

C'est la méthode des approximations successives. J'obtiens ainsi un développement en série de la forme :

$$(4) \quad n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + B\lambda^{-2} + B'\lambda^{-4} + B''\lambda^{-6} + B'''\lambda^{-8} + \ldots \text{etc.}$$

Cette série est moins convergente que la série (1) en l^2. Le calcul fait connaître les coefficients A, B, C, en fonction des coefficients a, b, c, et montreque le terme $B'''\lambda^{-8}$ est encore nécessaire, n'étant pas négligeable.

La formule (4) peut-elle être identifiée avec la formule (II) de M. Ketteler? Les trois premiers termes étant identiques, il reste à savoir si l'on peut poser :

$$\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} = B\lambda^{-2} + B'\lambda^{-4} + B''\lambda^{-6} + B'''\lambda^{-8} + \ldots \text{etc.}$$

Pour cela, je développe le premier membre en série, suivant les

puissances de λ^{-2}. J'obtiens :

$$\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} = \frac{b_1}{\lambda^2}\left[1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}\right]^{-1} = \frac{b_1}{\lambda^2} + \frac{b_1\lambda_1^2}{\lambda^4} + \frac{b_1\lambda_1^4}{\lambda^6} + \dots \text{ etc.}$$

Les coefficients de ce développement sont en progression géométrique de raison λ^2_1. Il faut donc, si l'identification est possible, que la même propriété appartienne à la série des coefficients B, calculés au moyen de notre formule de dispersion. Mais le calcul des coefficients B est pénible et peu sûr ; aussi ai-je abandonné ce critérium. Ce que la méthode permet de calculer facilement et avec une assez grande exactitude, ce sont les trois premiers coefficients C′, C, A, de la formule (II). De plus, ils ont une faible influence sur la dispersion dans l'ultra-violet, qui nous occupe en ce moment. Dès lors on peut calculer avec précision pour chaque raie spectrale la fonction :

$$(1) \qquad \frac{1}{y} = n^2 - C'\lambda^4 - C\lambda^2 - A.$$

Reste à savoir si l'on a :

$$(2) \qquad \frac{1}{y} = \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2},$$

et sinon, dans quel sens le second membre doit être modifié pour représenter $\frac{1}{y}$. Or la formule (2) implique, pour y, la forme linéaire :

$$(3) \qquad y = m\lambda^2 - p.$$

Si l'on construit une courbe ayant pour abscisses les valeurs de λ^2, et pour ordonnées les valeurs de y calculées par la formule (1), on devrait avoir une droite. A cause de la disposition des nombres y qui se trouvent grands pour les grands λ, c'est-à-dire dans la région du spectre où l'accord est satisfaisant, rouge et infra-rouge, la courbe a bien l'aspect d'une droite, et l'on peut déterminer graphiquement une valeur approchée du coefficient angulaire m. On trouve une valeur voisine de 50. J'ai adopté la valeur $m = 51{,}0796$, qui était résultée par mes calculs du développement en série du n° 6.

La différence

$$(4) \qquad Z = m\lambda^2 - y$$

serait une constante, si la formule (3) convenait et si la valeur de m

adoptée était exacte. Or la courbe que j'ai obtenue pour représenter Z en fonction de λ^2 est représentée par la *fig.* 2.

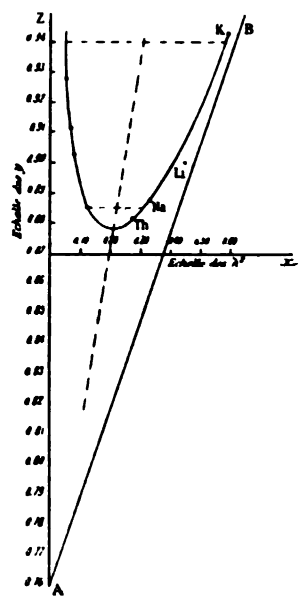


FIG. 2.

Elle admet visiblement une asymptote AB dont l'équation est :

$$(AB) \qquad Z = \alpha\lambda^2 + \beta, \qquad \begin{cases} \alpha = + 8317, \\ \beta = - 0{,}750. \end{cases}$$

D'après la formule (2) présumée, la courbe devrait se réduire à cette droite : mais elle s'en écarte indéfiniment pour les valeurs petites de λ^2 et admet visiblement une asymptote verticale voisine de OZ. On est donc conduit à représenter la courbe des résidus par la formule :

$$(5) \qquad Z = \alpha\lambda^2 + \beta + \frac{\gamma}{\lambda^2 - \mu} \qquad (\gamma \text{ et } \mu \text{ positifs}).$$

En portant cette valeur dans la formule (4), j'obtiens :

$$(6) \qquad y = (m - \alpha)\lambda^2 - \beta - \frac{\gamma}{\lambda^2 - \mu},$$

et par suite

$$(7) \qquad \frac{1}{y} = \frac{\lambda^2 - \mu}{[(m - \alpha)\lambda^2 - \beta](\lambda^2 - \mu) - \gamma}$$

La première idée suggérée par cette formule est celle de la dispersion anomale. En effet, d'après les travaux de M. Ketteler notamment, l'influence d'une bande d'absorption de longueur d'onde λ_1 est bien représentée par un terme de la forme :

$$(8)\qquad \frac{1}{y} = \frac{b_1(\lambda^2 - \lambda_1^2)}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2 + h_1^2\lambda^2},$$

très analogue à l'expression (7). Mais le signe du coefficient γ s'oppose à l'identification des formules (7) et (8), car la formule (8) conduit à changer le signe de γ dans l'expression (6) de y.

Cette idée de la dispersion anomale abandonnée, il nous reste à déterminer γ et μ. On peut le faire au moyen du point le plus bas de la courbe dont les coordonnées λ^2 et Z satisfont aux deux équations :

$$(5)\qquad Z = \alpha\lambda^2 + \beta + \frac{\gamma}{\lambda^2 - \mu},$$

$$(5')\qquad 0 = \frac{dZ}{d(\lambda^2)} = \alpha - \frac{\gamma}{(\lambda^2 - \mu)^2}.$$

Les valeurs numériques des coordonnées λ^2 et Z, relevées sur le graphique et portées dans les équations (5) et (5'), donnent, pour γ et μ, les valeurs :

$$\gamma = +\,0{,}012; \qquad \mu = +\,0{,}015.$$

Les quatre coefficients α, β, γ, μ de la formule (5) étant désormais connus, ainsi que m, la formule (7), qui doit remplacer la formule (2), est entièrement connue, savoir :

$$(7)\qquad \frac{1}{y} = \frac{\lambda^2 - \mu}{(M\lambda^2 - \beta)(\lambda^2 - \mu) - \gamma} \qquad (M = m - \alpha).$$

Une double circonstance fortuite simplifie le dénominateur de cette formule ; c'est que l'on a sensiblement la double égalité :

$$\frac{\beta}{M} = \sqrt{\frac{\gamma}{M}} = \mu\ (= 0{,}015).$$

Il en résulte pour $\frac{1}{y}$ l'expression :

$$\frac{1}{y} = \frac{\lambda^2 - \mu}{M\lambda^2(\lambda^2 - 2\mu)} = \frac{1}{2M}\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda^2 - 2\mu}\right),$$

et, pour n^2, la formule de dispersion

$$n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{1}{2M}\left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda^2 - 2\mu}\right). \tag{8}$$

Bien entendu, cette formule n'a qu'un intérêt qualificatif et n'a pas la prétention de très bien concorder avec l'expérience, en employant les nombres relevés sur le graphique.

8. — *Remarque sur les théories de la dispersion.* — La formule (I), qui dérive de la formule de Briot, est visiblement une forme de développement en série qui se prolonge aux deux extrémités à mesure que la précision et l'étendue des observations augmente.

Le même caractère appartient aux formule (II) et (4). Comme, du côté des puissances positives de λ, deux termes suffisent, savoir: $C'\lambda^4 + C\lambda^2$, une seule fraction à deux coefficients $\frac{b_0}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$ $(\lambda < \lambda_0)$ suffit pour les remplacer. Pour les puissances négatives de λ, si deux termes seulement suffisent, $B\lambda^{-2} + B'\lambda^{-4}$, on peut aussi les remplacer par une seule fraction $\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$. Cette fraction unique peut encore suffire à peu près, si le terme $B''\lambda^{-6}$ n'est pas trop important. Mais, dès que les termes qui suivent $B'\lambda^{-4}$ deviennent importants, il faut prendre deux fractions $\frac{b_1}{\lambda^1 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$ (λ_1 et $\lambda_2 < \lambda$). Le choix de ces deux fractions équivaut au choix de quatre coefficients B, B', B'', B'''.

Les formules de dispersion (I) et (II), offrant à l'usage le caractère de développements en série, il convient d'être très réservé sur les conclusions à tirer de la comparaison de l'expérience avec le calcul. Certes les formules de Helmholtz-Ketteler ne sont pas contredites par l'expérience ; mais elles ne peuvent guère l'être, puisqu'un développement de la forme :

$$n^2 = A + \sum_i \frac{b_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2} + \sum_j \frac{b_j(\lambda^2 - \lambda_j^2)}{(\lambda^2 - \lambda^2_j)^2 + h_j^2\gamma^2}, \tag{II'}$$

est d'un usage excessivement général pour représenter une fonction quelconque de λ^2. Si donc ces formules ne sont pas contredites par l'expérience, elles ne sont guère confirmées non plus.

9. — *Conclusions.* — 1° J'ai fait une nouvelle étude expérimentale de la dispersion du spath d'Islande dans l'ultra-violet. Elle est plus

précise que les études antérieures. En y joignant celle que j'ai faite antérieurement dans la partie calorifique et la partie visible, je fournis une série dont la précision atteint le cinquième chiffre décimal de l'indice dans toute l'étendue du spectre. C'est la plus parfaite qu'on ait fourni jusqu'ici.

2° J'ai calculé pour le rayon extraordinaire deux formules de dispersion à cinq termes :

$$\text{(I)} \qquad \frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4},$$

$$\text{(II)} \qquad n^2 = C'\lambda^4 + C\lambda^2 + A + \frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Toutes deux représentent bien les observations.

3° Pour le rayon ordinaire, aucune de ces deux formules à cinq coefficients ne suffit; mais la première se rapproche plus du phénomène que la deuxième ;

4° Il est nécessaire d'ajouter un terme en l^{-6} à la formule (I) pour représenter la dispersion dans toute l'étendue du spectre. J'ai calculé la formule à six coefficients :

$$\frac{1}{n^2} = c'l^4 + cl^2 + a + bl^{-2} + b'l^{-4} + b''l^{-6}.$$

Elle représente bien les observations.

5° Dans la formule (II), il est nécessaire de prendre non pas une fraction, mais deux fractions :

$$\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2};$$

une fraction de la forme $\frac{b_1(\lambda^2 - \lambda_1^2)}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2 + h_1^2\lambda^2}$, employée par M. Ketteler dans les cas de dispersion anomale, ne saurait convenir.

6° Pour la raie Cd_{26} ($\lambda = 0^\mu,214439$), le terme de dispersion bl^{-2} est égal à $-0,044157$ pour le rayon extraordinaire, et à 0,074016 pour le rayon ordinaire. Par suite, le succès de la comparaison de la formule (I) avec les nombres observés exige que les λ soient connus un peu mieux qu'avec quatre chiffres exacts. Le présent travail prouve que les nombres de MM. Kayser et Runge [1] satisfont à cette condition. Leur concordance avec les nombres de MM. Eder et Valenta [2]

(1) *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 385; 1891.
(2) *Denksch. Akad. Wien.*, t. LXI, p. 387; 1894.

donne d'ailleurs à penser que le cinquième chiffre est exact. On ne saurait en dire autant d'autres nombres cités par M. Dufet dans son travail sur *les Constantes optiques*.

SUR DEUX GROUPES REMARQUABLES DE LIEUX GÉOMÉTRIQUES;

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. — Dans son beau travail expérimental sur l'acide carbonique [1], M. Amagat a considéré, dans le plan des (p, v), le lieu des points tels que, pour un poids total de liquide et de vapeur saturée égal à l'unité, le volume du liquide soit constamment égal à celui de la vapeur. D'après ce savant, ce lieu serait « rigoureusement une ligne droite presque perpendiculaire à l'axe des abscisses ». Soient u, u', δ, δ', p, les volumes spécifiques, les deux sortes de densités et la pression de la vapeur saturée à la température $t°$; le volume total relatif à l'égalité des volumes du liquide et de la vapeur est :

$$v = \frac{2uu'}{u+u'} = \frac{2}{\delta+\delta'}. \tag{1}$$

Exprimons que la droite qui joint le point (p, v) au sommet K (π, φ) de la courbe de saturation a un coefficient angulaire constant; il vient :

$$\frac{p-\pi}{v-\varphi} = \frac{p-\pi}{\dfrac{2}{\delta+\delta'}-\varphi} = C^{te} = k. \tag{2}$$

S'il en était ainsi, l'élimination de $\dfrac{\delta+\delta'}{2}$ entre l'équation (2) et celle du diamètre rectiligne

$$\frac{\delta+\delta'}{2} = \Delta - \alpha(\Theta - T), \qquad T = 273 + t, \tag{3}$$

dans laquelle α est le coefficient angulaire de diamètre, $\Delta = \dfrac{1}{\varphi}$ la densité critique, et Θ la température critique absolue, donnerait l'expression de p en fonction de la température seule et des constantes cri-

[1] E.-H. AMAGAT, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 288; 1892.

tiques π, Θ et Δ, expression d'où l'on tirerait des relations nouvelles d'une importance capitale pour l'étude des fluides saturés. Je me propose de démontrer, au contraire, que *le lieu considéré par M. Amagat est une courbe constamment convexe vers l'axe des abscisses, qui est la seule des courbes définies par la constance du rapport des volumes du liquide et de la vapeur coupant la courbe de saturation au point critique sous un angle fini.*

En effet, le coefficient angulaire de la tangente au lieu considéré est :

$$(4) \qquad \frac{dp}{dv} = \frac{\dfrac{dp}{dt}}{\dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{2}{\delta + \delta'}\right)} = \frac{\dfrac{dp}{dt}}{-\dfrac{2}{(\delta + \delta')^2}\left(\dfrac{d\delta}{dt} + \dfrac{d\delta'}{dt}\right)}.$$

Or, en vertu de (3), on a :

$$\frac{d\delta}{dt} + \frac{d\delta'}{dt} = 2\alpha;$$

d'où :

$$(4)' \qquad \frac{dp}{dv} = -\frac{(\delta + \delta')^2}{4\alpha}\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{\alpha}\left\{\Delta - \alpha(\Theta - T)\right\}^2 \frac{dp}{dt}.$$

L'expression (4)' montre que $\dfrac{dp}{dv}$ est constamment positif; à température suffisamment basse, $\dfrac{dp}{dv}$ tend vers zéro en même temps que $\dfrac{dp}{dt}$; à la température critique on a :

$$(5) \qquad \left(\frac{dp}{dv}\right)_c = -\frac{\Delta^2}{\alpha}\left(\frac{dp}{dt}\right)_c,$$

le lieu considéré rencontrant la courbe de saturation sous un angle fini.

§ 2. — Formons maintenant le $\dfrac{d^2p}{dv^2}$; comme il s'agit de fluides saturés, toutes les quantités sont exclusivement fonctions de la température, d'où :

$$\frac{d^2p}{dv^2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dp}{dv}\right) \times \frac{dt}{dp}.$$

Comme $\dfrac{dt}{dp}$ est toujours fini et positif, les points d'inflexion du

lieu considéré seront donnés par

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dp}{dv}\right) = o.$$

Tout calcul fait, on tire de (4) la relation (6) :

$$(6)\qquad \left\{ \Delta - \alpha(\Theta - T) \right\} \left[2\alpha \frac{dp}{dt} + \left\{ \Delta - \alpha(\Theta - T) \right\} \frac{d^2p}{dt^2} \right] = o.$$

Si l'on remarque que le premier facteur est toujours différent de zéro, et que l'on a :

$$\frac{\Delta}{\alpha} = -\frac{\Theta}{a};$$

a étant une constante bien connue, voisine de *un* dans un grand nombre de cas, il vient enfin :

$$2\frac{dp}{dt} - \left\{ \frac{\Theta}{a} + \Theta - T \right\} \frac{d^2p}{dt^2} = o,$$

relation qui peut se mettre sous la forme :

$$(7)\qquad \frac{1}{T}\frac{\frac{dp}{dt}}{\frac{d^2p}{dt^2}} = \frac{\Theta}{T}\frac{1+a}{2a} - \frac{1}{2}.$$

Or $\frac{1+a}{2a}$ est extrêmement voisin de *un*; lorsque T croît d'une façon continue jusqu'à Θ, le second membre de (7), toujours positif, va sans cesse en diminuant jusqu'aux environs de $\frac{1}{2}$. Comment varie, dans ces conditions, la fonction de la température représentée par le premier membre ? On peut le voir de deux façons : la première et la plus naturelle consiste à suivre la variation de la fonction considérée sur un corps particulièrement bien étudié ; dans le cas de l'*hexane normal*, étudié par M. S. Young [1], on trouve ainsi :

[1] S. Young, *Trans. of the Chem. Soc.*, 1895.

t	p	$\frac{1}{T}\frac{dp}{dt}\Big/\frac{d^2p}{dt^2}$	t	p	$\frac{1}{T}\frac{dp}{dt}\Big/\frac{d^2p}{dt^2}$
— 10°	25mm,90	+ 0,077	+ 110°	2353mm,0	+ 0,148
0°	44 ,92	0,082	+ 120°	2982 ,4	0,149
+ 10°	74 ,67	0,086	+ 130°	3723 ,1	0,154
+ 20°	119 ,42	0,092	+ 140°	4693 ,0	0,159
+ 30°	184 ,40	0,097	+ 150°	5606 ,5	0,163
+ 40°	275 ,85	0,102	+ 160°	6777 ,7	0,167
+ 50°	400 ,90	0,108	+ 170°	8122 ,9	0,170
+ 60°	567 ,62	0,114	+ 180°	9659 ,4	0,172
+ 70°	784 ,80	0,120	+ 190°	11407 ,0	0,173
+ 80°	1062 ,0	0,126	+ 200°	13385 ,0	0,1742
+ 90°	1409 ,4	0,132	+ 210°	15619 ,0	0,1746
+ 100°	1837 ,6	0,137			

Par conséquent, l'expression $\frac{1}{T}\frac{dp}{dt}\Big/\frac{d^2p}{dt^2}$ est une fonction toujours croissante de la température et toujours positive : pour les très petites valeurs de la pression, la fonction considérée a des valeurs de quelques centièmes seulement, qui augmentent à peu près linéairement avec la température. Lorsqu'on se rapproche de la température critique, l'augmentation se ralentit de plus en plus, la fonction tendant, pour la température critique, vers un maximum absolu voisin de 0,176, dans le cas de l'hexane normal.

On peut encore étudier l'allure de la fonction au moyen de la formule de J. Bertrand à trois constantes :

$$p = G\left(\frac{T-\lambda}{T}\right)^{\alpha}$$

qui donne :

$$(8)\qquad \frac{1}{T}\frac{\frac{dp}{dt}}{\frac{d^2p}{dt^2}} = \frac{T-\lambda}{(\alpha+1)\lambda - 2T}.$$

Le second membre de (8) est une fonction de la température toujours croissante. Dans le cas de l'acide carbonique on a (¹) :

$$\alpha = 273{,}972, \qquad \lambda = 7{,}006.$$

Au point critique :

$$t = 31, \qquad T = 304, \qquad \frac{1}{T}\frac{dp}{dt}\Big/\frac{d^2p}{dt^2} = 0{,}225.$$

(¹) J. Bertrand, *Thermodynamique*, p. 168.

On peut donc affirmer que, le premier membre de l'équation (7) étant toujours plus petit que 0,30, tandis que le second membre est toujours plus grand que 0,50, l'équation n'est jamais satisfaite : *le lieu considéré n'a donc pas de point d'inflexion, le coefficient angulaire allant toujours en croissant avec la température.*

§ 3. — Lorsque la pression tend vers zéro, u' croît indéfiniment ; (1) donne alors :

$$\lim v = 2 \lim u.$$

D'après la *loi du tiers de la densité*, cela devient :

$$\lim v = \frac{2}{3} \varphi.$$

Sur la *fig.* 1, on a : $OK' = \varphi$, $OH = \frac{1}{3} \varphi$, $OI = \frac{2}{3} \varphi$; H est l'extré-

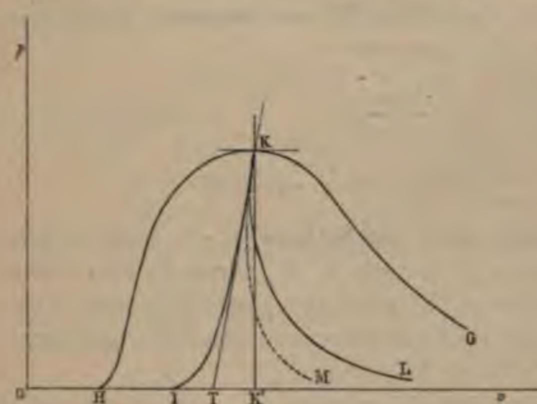


Fig. 1.

mité de la courbe de saturation du côté du liquide, le lieu considéré par M. Amagat ayant la forme IK. Sur une très grande étendue, ce lieu est extrêmement rapproché de sa tangente au point critique KT ; on s'explique donc très bien comment, en restant au voisinage du point critique (entre 0° et 31°), M. Amagat a, *par construction graphique*, identifié ce lieu avec une droite presque perpendiculaire à l'axe des abscisses.

§ 4. — Parmi les *courbes de titre constant*, c'est-à-dire telles que, pour un poids total du liquide et de la vapeur égal à l'unité, le poids de la vapeur soit constant, il en est une et une seule qui rencontre

la courbe de saturation sous un angle fini ; c'est celle qui correspond à des poids égaux du liquide et de la vapeur [1].

Il est remarquable qu'elle aussi ait pour coefficient angulaire de la tangente au point critique :

$$-\frac{\Delta^2}{\alpha}\left(\frac{dp}{dt}\right)_c,$$

c'est-à-dire qu'elle soit tangente au lieu considéré par M. Amagat.

La *fig.* 1 donne la forme du lieu KL obtenu ainsi et qui a pour coordonnées p et $v' = \frac{u + u'}{2}$; on trouve aisément que le coefficient angulaire de la tangente à ce lieu, d'abord positif au point critique, croît d'abord et arrive à $+\infty$, un peu au-dessous de la température critique ; il passe alors de $+\infty$ à $-\infty$ et continue à croître algébriquement jusqu'à zéro, lorsque la pression décroît sans cesse.

§ 5. — Les lieux KI et KL sont tangents, en K, à un troisième lieu ; en effet, des équations

$$v = \frac{2uu'}{u + u'}, \qquad v' = \frac{u + u'}{2},$$

on tire

$$(9) \qquad vv' = uu' = v''^2.$$

Le lieu qui a pour coordonnées (p, v''), étant compris entre les lieux (p, v) et (p, v') en vertu de (9), admet nécessairement leur tangente commune en K, ainsi qu'on peut s'en assurer par un calcul direct. On verrait de même que ce lieu XM a une forme tout à fait semblable à celle de KL.

La double relation (9), en vertu de laquelle l'abscisse du lieu KM est, pour une même valeur de la pression, la moyenne géométrique des abscisses de KI et KL d'une part, des abscisses des branches KH et KG de la courbe de saturation d'autre part, conduit à une construction géométrique simple des lieux KI et KL, quand on suppose connus la courbe de saturation et le diamètre KL conjugué de ses cordes horizontales.

Menons, en effet, une parallèle PAB à l'axe des abscisses, qui rencontre en C le diamètre KL. Sur PC comme diamètre, construisons une circonférence et, du point C comme centre avec AC pour rayon décrivons une autre circonférence qui coupe la première au point F ;

[1] Raveau, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 461 ; 1892.

avec P pour centre et PF pour rayon, décrivons une circonférence qui coupe PAB en E et projetons F en D ; les points D et E sont les points des lieux KI et KM qui correspondent à OP $= p$.

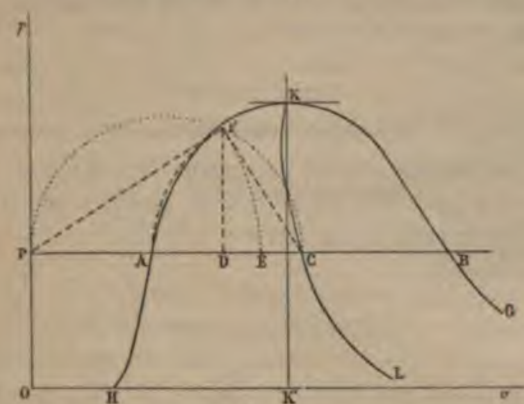


Fig. 2.

En effet, de (9) on tire :

$$v''^2 = uu' = \left(\frac{u + u'}{2}\right)^2 - \left(\frac{u' - u}{2}\right)^2.$$

Or dans le triangle rectangle PFC on a :

$$\overline{PF}^2 = \overline{PC}^2 - \overline{FC}^2 = \overline{PE}^2 = \overline{IC}^2 - \overline{PC}^2 = \left(\frac{u + u'}{2}\right)^2 - \left(\frac{u' - u}{2}\right)^2;$$

d'où

$$PE = v''.$$

D'autre part, on a

$$\overline{PF}^2 = PD \times PC$$
$$v''^2 = PD \times v';$$

d'où

$$PD = v. \qquad \text{C. Q. F. D.}$$

§ 6. — On peut tracer dans le plan de la *courbe des densités* des lignes qui ont la plus étroite analogie avec les lieux KL, KI et KM de la *fig.* 1. La courbe des densités est l'analogue de la courbe de saturation ; le *diamètre rectiligne*, $y = \frac{\delta + \delta'}{2}$, est le lieu des points tels que l'ordonnée est la densité moyenne d'un mélange de liquide et de vapeur, lorsque ceux-ci ont leurs volumes égaux.

Quant au lieu $z = \frac{2\delta\delta'}{\delta + \delta'}$, son ordonnée donne, pour chaque valeur de t, la densité moyenne d'un mélange de liquide et de vapeur, tels que les poids du liquide et de la vapeur sont égaux.

Or les deux derniers lieux sont tels que l'on ait

$$yz = \delta\delta' = x^2, \tag{10}$$

en désignant par x l'ordonnée d'un nouveau lieu géométrique qui a, avec les précédents et avec la courbe des densités, les mêmes relations que les lieux KL, KI et KM de la *fig.* 1 ont entre eux et avec la courbe de saturation.

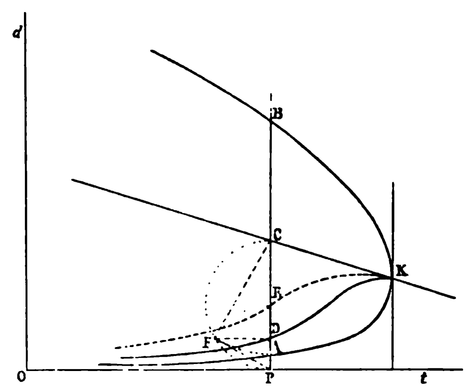


Fig. 3.

Les relations (10), identiques aux relations (9), prouvent que la construction géométrique relative aux abscisses de la *fig.* 2 s'applique aux ordonnées de la *fig.* 3. Il est en outre, très facile de démontrer directement que les lieux dont les ordonnées sont x et z sont tangents au diamètre rectiligne à la température critique.

En effet, pour le premier, on a :

$$x^2 = \delta\delta', \qquad 2x\frac{dx}{dt} = \delta\left(\frac{d\delta'}{dt} + \frac{\delta'}{\delta}\frac{d\delta}{dt}\right).$$

La parenthèse a évidemment même limite que $\frac{d\delta}{dt} + \frac{d\delta'}{dt} = 2\alpha$; comme x et δ ont pour limite commune Δ, on a, à la température critique,

$$2\Delta\left(\frac{dx}{dt}\right)_c = \Delta \cdot 2\alpha, \qquad \text{d'où} \qquad \left(\frac{dx}{dt}\right)_c = \alpha.$$

On a, d'autre part,

$$x^2 = yz, \qquad 2x\frac{dx}{dt} = 2\frac{dy}{dt} + y\frac{dz}{dt}.$$

A la température critique, on a

$$2\Delta\alpha = \Delta\alpha + \Delta\left(\frac{dz}{dt}\right)_c, \qquad \text{d'où} \qquad \left(\frac{dz}{dt}\right)_c = \alpha.$$

SUR LE RETARD DE DÉCHARGE;

Par M. R. SWYNGEDAUW.

Historique. — En général, lorsqu'on établit entre les pôles d'un excitateur une différence de potentiel donnée, ou bien l'étincelle éclate aussitôt ou elle n'éclate jamais.

M. Jaumann [1] a montré que, dans certains cas, si la différence de potentiel est comprise entre certaines limites, l'étincelle n'éclate pas aussitôt, mais au bout d'un certain temps, appelé retard de décharge.

Ce retard est d'autant plus grand que la différence de potentiel est plus petite; le plus grand retard observé est de quatre ou cinq minutes.

Un excitateur, d'après M. Jaumann, peut donc se décharger avec des retards variables pour une infinité de potentiels compris entre deux limites V et V'; pour les potentiels inférieurs à V, l'étincelle n'éclate jamais; le retard est infini. Pour les potentiels supérieurs à V', elle éclate toujours avec un retard nul. Si on appelle respectivement V et V' les potentiels explosifs statique et dynamique de l'excitateur, on peut dire que, s'il y a retard, $V < V'$, le potentiel explosif statique est plus petit que le potentiel dynamique.

M. Warburg a comparé les retards à l'obscurité et à la lumière ultra-violette.

Il a mesuré les potentiels explosifs statique et dynamique V et V' d'un même excitateur pour une charge durant quatre ou cinq minutes et une charge d'une très petite fraction de seconde.

La charge lente s'obtient en diminuant la capacité d'un condensateur en communication avec les pôles de l'excitateur.

---

[1] *Wied. Ann.*, t. LV, p. 658.

La charge brève se fait par un contact glissant, mû par un ressort, mettant l'excitateur en contact pendant $\frac{1}{300}$ de seconde environ avec le condensateur, puis avec un fil uni au sol.

Il observe les résultats suivants :

1° *A l'obscurité*, le potentiel explosif dynamique est plus de deux fois plus grand que le potentiel explosif statique (charge lente);

2° A la lumière ultra-violette, le potentiel dynamique est notablement inférieur ou, au plus, égal au potentiel statique.

M. Warburg [1] interprète ces résultats en disant qu'à l'obscurité le retard de décharge est considérable ; à la lumière ultra-violette, *le retard est diminué.*

Dans le travail suivant, nous avons étudié dans quelles conditions existe le retard de décharge et donné leur interprétation véritable aux expériences de M. Warburg.

Etude du retard. — Pour étudier le retard de décharge, nous employons l'appareil suivant (*fig* 1) : une planchette de bois AA', de

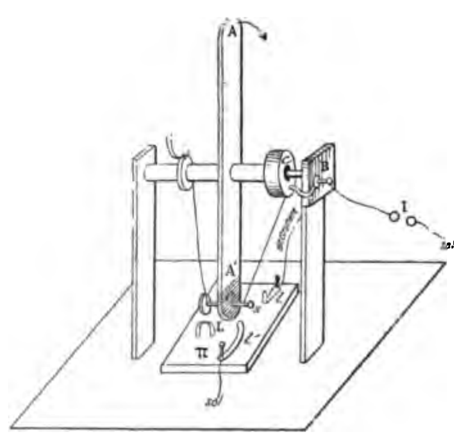


FIG. 1.

1 mètre de longueur, est montée sur un axe horizontal et mobile dans un plan vertical. Sur cet axe est fixé un cercle de laiton évidé *c*, dont le centre est sur l'axe de rotation et qui est isolé de ce dernier par une épaisseur de 2 centimètres de paraffine. Deux frotteurs, *f*, *f'*, dont un seul est figuré, en laiton mince, à 180° l'un de l'autre, fixés sur un des supports de l'axe par l'intermédiaire d'une plaque de paraffine

[1] *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 1, et t. LXII, p. 385.

de 2 à 3 centimètres d'épaisseur, mettent le cercle en communication constante avec une borne B.

L'extrémité de la planchette porte deux plaques en paraffine, p, p' (dont une partie est figurée), rivées sur elle et portant une tige de fibre W, sur laquelle on peut visser une sphère métallique s. Cette sphère est unie métalliquement au cercle évidé c par un fil de cuivre.

Un moteur électrique, dont l'axe est solidaire de l'axe de l'appareil précédent, peut faire tourner ce dernier avec une vitesse convenable.

D'autre part, sur le madrier qui porte les montants de l'appareil, on peut faire glisser une plaque de paraffine, π, portant deux languettes en laiton l, l' munies de bornes. On peut placer la plaque de paraffine dans une position telle que les languettes soient successivement rencontrées par la sphère s entraînée dans le mouvement de rotation de la planchette. Cette position est atteinte lorsque la plaque de paraffine bute contre une petite règle clouée sur le madrier; en déplaçant la plaque, on supprime tout contact avec la sphère de la planchette.

Le moteur tournant dans un sens déterminé, toujours le même, on réunit métalliquement la borne de la première languette rencontrée l, avec le cylindre isolé de l'électromètre de Bichat et Blondot, l'armature intérieure d'une grosse jarre et un des pôles de la machine de Holtz. La borne B est unie à la sphère isolée d'un excitateur I dont l'autre est au sol. Le cylindre intérieur de l'électromètre, l'armature externe de la jarre, le deuxième pôle de la machine, la borne de la deuxième languette, sont au sol.

Dans ces conditions, si l'on charge la jarre à un potentiel donné, V, lorsqu'on mettra le moteur électrique en activité, puis que l'on amènera la plaque de paraffine contre le buttoir, la sphère, en rencontrant la première languette chargera l'excitateur I au potentiel V, puis, en rencontrant la deuxième languette, ramènera le potentiel de I à zéro. L'excitateur I restera donc chargé pendant le temps que met la sphère à se mettre successivement en contact avec la première et la deuxième languette. Ce temps se calcule facilement d'après la distance des deux languettes et la vitesse de rotation de l'appareil.

Dans une expérience on opérait avec un excitateur I, formé de sphères en fer surtout employées par M. Warburg, avec une distance explosive de 1 millimètre environ. Il n'y avait aucune charge auxiliaire dans le plateau de l'électromètre ; la division zéro de l'échelle correspondait au potentiel zéro. En chargeant l'électromètre et le

condensateur au potentiel correspondant à quarante-deux divisions de l'électromètre et en amenant la sphère S en contact avec la première languette l, on n'observait pas immédiatement une étincelle à l'excitateur I, *mais, en prolongeant ce contact, l'étincelle éclatait au bout de quatre à cinq secondes.*

Éloignant ensuite la plaque de paraffine de son buttoir, on charge l'électromètre à cinquante-deux divisions, on met le moteur électrique en activité, on amène la plaque au buttoir ; l'excitateur est chargé à ce potentiel pendant $\frac{1}{300}$ de seconde, et il ne se décharge pas ; il faut que l'électromètre indique soixante-deux divisions, pour qu'il se décharge.

De quarante-deux à soixante-deux, il y a donc un écart très appréciable, il y a retard de décharge.

Tout retard disparaissait en frottant très énergiquement les pôles à la toile d'émeri. Un frottement à la toile d'émeri fin était loin d'être suffisant. On constatait le même phénomène avec les pôles en laiton ternis ; seulement la couche d'oxyde produite par les étincelles s'enlevait très aisément avec une toile d'émeri fin. On peut expliquer aisément ce retard de la façon suivante :

La mince couche d'oxyde formée par les étincelles n'est pas une couche bonne conductrice de l'électricité.

Lorsque la charge se fait très rapidement par la méthode dynamique, l'électricité est distribuée sur la surface de la partie conductrice des pôles de l'excitateur au-dessous de la couche d'oxyde. Cette couche joue, dans la charge dynamique, le rôle d'un diélectrique solide. Pour qu'une décharge éclate entre les pôles de l'excitateur, l'électricité doit non seulement traverser l'air, mais encore la mince couche d'oxyde ; or, pour percer un diélectrique solide, il faut une différence de potentiel beaucoup plus considérable que pour percer la même épaisseur d'air ; le potentiel explosif dynamique d'un excitateur terni sera donc plus grand que le potentiel explosif de l'excitateur poli. Il y a retard de décharge.

Dans la charge statique, la charge de l'excitateur se faisant lentement, la couche d'oxyde, qui est douée d'une certaine conductibilité, joue le rôle de conducteur.

L'électricité est distribuée à la surface libre de la couche d'oxyde.

La décharge, pour se produire, n'a pas à traverser de diélectrique solide ; elle ne doit percer qu'une couche d'air, d'épaisseur très peu

inférieure à celle qu'elle aurait à percer si l'excitateur était poli.

Le potentiel explosif de l'excitateur terni est donc un peu plus petit que le potentiel explosif de l'excitateur poli, ce que montrent certaines expériences.

Je crois que les résultats observés par M. Warburg sont dus en grande partie à l'emploi de pôles en fer, que l'on ne peut maintenir suffisamment polis par un frottement léger à la toile d'émeri. Il faut un frottement excessivement énergique avec une toile d'émeri à grains plus gros, pour maintenir les pôles dans un état de propreté suffisante [1].

J'ai parfois constaté, avec des excitateurs bien polis, une légère différence entre le potentiel explosif statique et le potentiel explosif dynamique. La différence était due à un mauvais contact du frotteur avec le cercle évidé, et je crois qu'une autre partie des résultats de M. Warburg sont dus à cette cause; c'est pour assurer un meilleur contact que j'ai employé deux frotteurs f et f' diamétralement opposés.

Certaines fois je trouvais une différence appréciable de $\frac{1}{25}$ environ entre les potentiels explosifs obtenus avec les deux modes de charge; mais je pense que des cas *isolés* ne suffisent pas pour poser une loi générale. *Je n'ai jamais constaté d'écarts notables* et surtout jamais d'écarts analogues à ceux que signale M. Warburg. *Si à l'air libre les excitateurs polis convenablement n'offrent pas de retard de décharge*, on conçoit cependant qu'*en vase clos ce retard puisse exister;* en effet, à cause de l'imparfait isolement des parois du vase qui contient l'excitateur, le champ électrique se modifie d'une façon continue avec le temps de charge : les parois tendent à se couvrir d'une couche électrique de plus en plus étendue et de plus en plus dense, de sorte que dans la charge statique le champ électrique de l'excitateur n'est pas le même que dans la charge brève.

Expériences à la lumière ultra-violette. — Les expériences de M. Warburg avec la lumière ultra-violette peuvent s'interpréter à l'aide de la proposition suivante que nous avons établie antérieurement [2] : *Sous l'action des rayons ultra-violets l'abaissement du potentiel explosif est une fonction croissante de la vitesse de variation du potentiel entre les pôles de l'excitateur.* Nous pouvons remarquer en effet que la vitesse de variation du potentiel est beau-

---

(1) Thèse, Paris, 1897, n° 904, p. 16.

(2) *Comptes Rendus*, 11 mai 1896.

coup plus grande dans la charge brève que dans la charge statique, car, si le potentiel est maintenu pendant un temps très court θ, il a été établi en un temps r bien plus court encore, et en effet dans les expériences de M. Warburg comme dans les miennes, on l'établit par une étincelle.

Ainsi, d'après notre interprétation, la lumière ultra-violette n'agirait qu'au moment même où l'excitateur se charge, où son potentiel croît. D'après M. Warburg, elle agit avec une efficacité au moins aussi grande après la charge, quand le potentiel final est atteint. Pour décider entre ces deux interprétations, même en admettant un certain retard de décharge, nous avons opéré de la façon suivante :

On place une lampe à arc avec condensateur à quartz de l'autre côté de la planchette mobile, par rapport à l'excitateur. 1° On concentre la lumière de la lampe à arc sur l'excitateur placé en une position telle que la lumière est interceptée par la planchette au moment où la charge de l'excitateur se produit et que l'éclairement n'a lieu qu'après la charge, quand la planchette se trouve entre les deux languettes ; 2° on place la lampe dans une position telle que l'excitateur soit éclairé au moment où l'excitateur se charge.

Dans le premier cas on a constaté que le potentiel explosif était le même que si la charge avait été faite par une machine électrostatique. Dans le second cas, il était nettement plus petit.

Enfin, pour obtenir des abaissements de potentiel plus grands, on éclairait l'excitateur par une étincelle auxiliaire d'une machine de Wimshurst, munie de ses condensateurs. On faisait éclater cette étincelle à 4 ou 5 centimètres de l'excitateur. Pour cela, on plaçait un excitateur secondaire dans le voisinage du premier, et on réunissait l'un des pôles de cet excitateur à l'un des pôles de la machine de Wimshurst; l'autre pôle était uni à une petite plaque métallique m, portée par la planchette à l'opposé de la sphère s, par l'intermédiaire de fils frotteurs convenables, analogues aux précédents ; et, d'autre part, une lame de clinquant recourbée, L, placée sur la plaque de paraffine π, était unie au deuxième pôle de l'excitateur secondaire, et cette lame L pouvait se placer entre des positions telles que, la machine de Wimshurst étant en activité, une étincelle éclatait entre cette lame L et la petite plaque P, pendant que l'excitateur principal était chargé et provoquait ainsi une étincelle à l'excitateur secondaire.

Le potentiel explosif observé est le même que dans la charge

statique et cela quel que soit le point où la lame était placée pendant la charge ; comme la lame n'était pas munie de vis micrométriques, on n'a pas pu faire éclater l'étincelle secondaire pendant la durée excessivement courte de la charge.

On a tourné cette dernière difficulté en éclairant l'excitateur principal par l'étincelle qui éclate entre la sphère et la lame L, au moment du contact, étincelle qui sert à charger l'excitateur principal lui-même. Pour rendre cette étincelle plus lumineuse, on avait réuni les pôles de l'excitateur principal aux armatures d'un petit condensateur plan, de capacité de 1/45 environ de la jarre employée dans la charge. On a constaté que cette étincelle diminue le potentiel explosif dynamique dans des proportions plus fortes que le potentiel explosif statique, ce qui est conforme à notre interprétation.

En résumé : *les excitateurs polis placés à l'air libre ne présentent pas de retard de décharge*. On n'observe les résultats de M. Warburg à la lumière ultra-violette que si on éclaire l'excitateur pendant le temps de charge r. L'interprétation de ce savant doit être abandonnée ; ses expériences apportent une nouvelle confirmation de la proposition que nous avions énoncée.

SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES ALLIAGES (1) ;

Par Edm. van Aubel.

Regnault (2) a trouvé que l'on peut déterminer la chaleur spécifique d'un alliage au moyen des chaleurs spécifiques des constituants, pourvu que l'on considère une température suffisamment éloignée du point de fusion de l'alliage. Si un alliage se compose d'un poids p_1 d'un métal de chaleur spécifique c_1, et d'un poids p_2 d'un métal de chaleur spécifique c_2, la chaleur spécifique de l'alliage sera :

$$c = \frac{p_1c_1 + p_2c_2}{p_1 + p_2}.$$

L. Schüz (3) a mesuré les chaleurs spécifiques entre — 80° et + 20°

---

(1) Nous n'examinerons pas dans ce travail les mémoires qui ont été publiés sur les amalgames.

(2) *Poggendorffs Annalen der Physik*, t. LIII, p. 80 ; 1841.

(3) *Wiedemanns Annalen der Physik*, t. XLVI, p. 177 ; 1892.

de quelques alliages fusibles, notamment ceux de Rose et de d'Arcet; il a vérifié l'exactitude de la formule de Regnault.

W. Spring [1] a étudié les alliages de plomb et d'étain. Il a observé que, pour ces alliages à l'état liquide, la règle ci-dessus est encore applicable, pourvu que les chaleurs spécifiques soient prises assez loin au-dessus du point de fusion. Toutefois, pour les alliages les plus riches en plomb, Pb_5Sn et Pb_6Sn, la chaleur spécifique observée était beaucoup plus forte que celle obtenue par le calcul.

J. Laborde [2] a mesuré les chaleurs spécifiques moyennes entre 0° et 100° des alliages de fer et d'antimoine, renfermant de 18,48 à 81,20 0/0 de fer. Les nombres trouvés pour les chaleurs spécifiques sont tous plus grands que ceux fournis par la règle des mélanges, et les différences les plus importantes sont de beaucoup supérieures aux erreurs d'expérience. L'écart le plus grand a lieu pour l'alliage renfermant 39,20 0/0 de fer, dont la chaleur spécifique est 0,0779, alors que le calcul donne 0,0754. La composition de cet alliage est voisine de celle qui est représentée par la formule Fe_2Sb_1.

U. Behn [3] a déterminé les chaleurs spécifiques moyennes de trois alliages de plomb et d'étain et celle du laiton, entre + 100° et + 18°, + 18° et — 79°, — 79° et — 186°. Ses mesures montrent que l'on peut considérer la règle des mélanges comme donnant des résultats assez satisfaisants.

En 1875, W. Spring a publié, dans les *Bulletins de l'Académie des Sciences de Belgique* [4], un travail sur la dilatation et la chaleur spécifique des alliages fusibles. Ce mémoire, qui paraît ne pas avoir été suffisamment remarqué [5], renferme plusieurs conclusions importantes, sur lesquelles je vais présenter quelques observations.

Les alliages de Rose, de Darcet, de Lipowitz et de Wood ont été étudiés. Il convient de reproduire ici quelques chaleurs spécifiques obtenues.

---

[1] *Bulletins de l'Académie des Sciences de Belgique*, 3e série, t. XI, p. 391-392; 1886.

[2] *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 547; 1896.

[3] *Drude's Annalen der Physik*, t. 1, p. 262; 1900.

[4] *Bulletins de l'Académie des Sciences de Belgique*, 2e série, t. XXXIX, p. 548; 1875.

[5] En effet, ce travail n'est pas cité dans la plupart des ouvrages où la question des chaleurs spécifiques des alliages est traitée.

	Températures.	Chaleurs spécifiques.
Alliage de Darcet.........	29° 0	0,0621
	41° 5	0,0528
	56° 5	0,0650
	101° 3	0,0901
Alliage de Lipowitz........	28° 0	0,0634
	50° 0	0,0554
	90° 5	0,0623

Remarquons que la chaleur spécifique de l'alliage de Darcet diminue très notablement de 29°,0 à 41°.5 et qu'il en est de même pour l'alliage de Lipowitz, de 28°,0 à 50°,0. Ce fait est très remarquable, car, dans tous les traités classiques, on ne signale que le mercure dont la chaleur spécifique diminue par une élévation de la température.

D'après L. Schüz [1], la chaleur spécifique du cadmium entre — 78° et + 20° serait plus grande qu'entre + 20° et + 100°.

L. Pebal et H. Jahn [2] ont trouvé que la chaleur spécifique de l'antimoine est :

0,0499	entre	— 76° et — 21°
0,0486	—	— 21° et 0°
0,0495	—	0° et + 35°

Mais les récentes mesures de U. Behn [3], faites de + 100° à — 186°, ont montré que la chaleur spécifique de l'antimoine et celle du cadmium diminuent toujours, lorsque la température s'abaisse. L'importance théorique de cette étude justifierait un contrôle des résultats de W. Spring, qui conclut [4] de ses recherches que « les variations de la chaleur spécifique suivent les variations du volume des corps par la chaleur ».

« On a cru voir », dit-il, « dans l'élévation de la température, la cause de l'augmentation de la chaleur spécifique, sans attacher trop d'importance au phénomène de la dilatation ; cependant, puisque la chaleur spécifique d'un corps peut diminuer quand sa température augmente, à condition que son volume diminue, ne serait-on pas plus près de la vérité en disant que la chaleur spécifique est une

(1) *Wiedemann's Annalen der Physik*, t. XLVI, p. 184-185 ; 1892.
(2) *Wiedemann's Annalen der Physik*, t. XXVII, p. 584 ; 1886.
(3) *Drude's Annalen der Physik*, t. I, p. 261 ; 1900.
(4) *Bulletin de l'Académie des Sciences de Belgique*, 2e série, t. XXXIX, p. 599 ; 1875.

fonction première du volume et seulement une fonction secondaire de la température, si tant est que celle-ci ait réellement une influence? »

Cependant la chaleur spécifique du mercure liquide diminue quand la température s'élève, alors que ce corps se dilate, au contraire, dans ces conditions.

W. Spring a déterminé par la méthode du refroidissement les chaleurs spécifiques de l'alliage de Lipowitz, à diverses températures, et D. Mazzotto [1] a mesuré la même constante physique pour un alliage de Lipowitz de composition voisine. Le tableau ci-dessous permet de comparer leurs résultats.

Alliage de Lipowitz.

Observateurs.	Compositions. Bismuth.	Etain.	Plomb.	Cadmium.	Chaleurs spécifiques.
W. Spring......	49,98	12,76	26,88	10,38	0,0634 à 28° 0 0,0554 à 10° 0 0,0625 à 90° 5
D. Mazzotto.....	50,66	14,24	24,97	10,13	0,0354 entre 5° et 50°

La plus faible valeur trouvée par W. Spring s'écarte encore beaucoup du résultat de D. Mazzotto, qui est relatif à une température moyenne de 27°,5.

Il nous a paru intéressant, après les conclusions de L. Schüz et U. Behn, rappelées plus haut, d'examiner si les résultats ci-dessus, obtenus par W. Spring et D. Mazzotto, se rapprochaient des valeurs auxquelles conduit l'application de la règle des mélanges.

A cet effet, nous avons pris pour chaleurs spécifiques :

Du bismuth...... 0,0305, entre 20° et 84°, d'après Kopp [2]
De l'étain....... 0,05564, entre 20° environ et 100°, d'après Schüz [2]
Du plomb........ 0,03168, — — — — [2],
Du cadmium..... 0,0548, entre 0° et 100°, d'après Bunsen [2].

La valeur calculée pour l'alliage de Lipowitz, étudié par D. Mazzotto, est : 0,03683, qui ne s'écarte pas tant de la chaleur spécifique observée. Au contraire, pour l'alliage de Lipowitz examiné par W. Spring, on obtient par le calcul : 0,03655, alors que les mesures ont donné pour la plus faible chaleur spécifique : 0,0554.

[1] *Beiblätter zu den Annalen der Physik*, t. VI, p. 858 ; 1882 ; — LANDOLT et BÖRNSTEIN, *Physikalisch-chemische Tabellen*, 2e édition, p. 324 ; 1894.
[2] LANDOLT et BÖRNSTEIN, *Physikalisch-chemische Tabellen*, 2e édition, p. 317 ; 1894.

Que faut-il conclure de cette divergence à laquelle conduisent les résultats des deux physiciens, sur un alliage dont les compositions ne sont pas tellement différentes?

D'autre part, l'alliage de Darcet, étudié par W. Spring, avait la composition suivante :

Bismuth	49,247
Étain	21,210
Plomb	27,553

Si l'on calcule encore la chaleur spécifique de cet alliage, au moyen de la règle de Regnault et des chaleurs spécifiques du bismuth, de l'étain et du plomb admises plus haut, on trouve 0,0353, valeur beaucoup plus petite que toutes celles obtenues par W. Spring.

Je me propose de revenir sur cette question dans la seconde partie de mon travail, dans laquelle j'examinerai également si la règle des mélanges se vérifie pour l'alliage d'aluminium et d'antimoine, répondant à la formule AlSb. J'ai établi, dans une autre note, que le point de fusion de cet alliage est bien supérieur à ceux de ses constituants [1].

SUR LES PHÉNOMÈNES THERMOMAGNÉTIQUES ;

Par M. G. MOREAU.

Une plaque métallique mince disposée dans un champ magnétique, normalement aux lignes de force, et traversée par un courant électrique ou calorifique, est le siège d'effets électriques et calorifiques *transversaux*, c'est-à-dire perpendiculaires au courant et au champ [2].

Avec un courant électrique primaire I, on observe :

1° Un effet électrique ou force électromotrice de Hall ;

2° Un effet thermique, défini par la différence de température

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 223 ; 1898.

[2] J'ai laissé de côté les effets thermiques et électriques *longitudinaux* dus au champ magnétique, tels que la variation de conductibilité électrique ou thermique, ainsi que la différence de température suivant les lignes de flux électrique ou la force électromotrice suivant les lignes du flux calorifique primaire (Nernst, *Wied. Ann.*, 1887). Les premiers suivent des lois assez mal connues, au moins pour les métaux autres que le bismuth, et les derniers sont très irréguliers.

galvanomagnétique, découverte par von Ettingshausen (*Wied. Ann.*, 1887).

Avec un courant calorifique primaire J, on observe :

1° Un effet électrique ou force *électromotrice thermomagnétique*, découverte par Nernst et von Ettingshausen (*Wied. Ann.*, 1887);

2° Un effet thermique analogue au phénomène de Hall, et qui se traduit par une rotation des isothermes du courant J. Il a été découvert par M. Leduc (*C. R. de l'Académie*, 1887).

Les effets précédents sont proportionnels au champ, au moins pour les faibles intensités, et proportionnels au flux calorifique ou électrique. Il n'y a pas entre eux de caractère de réciprocité, c'est-à-dire que la différence de température galvanomagnétique n'est pas inverse de l'effet thermomagnétique. Ils ont tous été observés très nettement chez le bismuth. Chez les autres métaux étudiés, l'effet Hall et l'effet thermomagnétique de Nernst sont les seuls bien définis. Si on veut alors chercher entre eux une relation, il est avantageux de s'adresser à un de ces derniers corps plutôt qu'au bismuth, où tous les phénomènes sont superposés et, par suite, l'étude de chacun d'eux plus délicate.

Dans le présent mémoire, je me propose de montrer que la force électromotrice thermomagnétique, ou effet Nernst, est un effet Hall d'espèce particulière. Les observations de Nernst et von Ettingshausen m'ont permis d'établir approximativement cette relation et mes expériences sur les métaux magnétiques définitivement.

I. — Définition et relation des deux effets.

Considérons une plaque métallique, normale aux lignes de force d'un champ magnétique uniforme d'intensité H. Soient α sa largeur et ε son épaisseur comptée suivant le champ. Chaque section $\alpha\varepsilon$ est traversée dans le même sens par un courant électrique I et un flux de chaleur J. Ce dernier correspond, dans la section $\alpha\varepsilon$, à une chute de température $\frac{\Delta t}{\Delta x}$. Les deux effets transversaux sont définis par les formules suivantes :

I. — Force électromotrice thermomagnétique de Nernst :

$$e = \mathrm{K}\alpha\mathrm{H}\,\frac{\Delta t}{\Delta x}. \quad (1)$$

K est un coefficient caractéristique du métal, et constant pour les faibles valeurs de H.

II. — Force électromotrice de Hall :

$$E = c\,\frac{H}{\varepsilon}\,I. \qquad (1)$$

c est le coefficient de Hall, constant pour les faibles champs et caractéristique du métal. En appelant ρ la résistivité de la plaque, et W la force électromotrice de I par unité de longueur, la dernière formule s'écrit :

$$E = \frac{c}{\rho}\,\varepsilon HW. \qquad (2)$$

Par suite de la chute de température $\frac{\Delta t}{\Delta x}$, qui existe dans chaque section de la plaque, il y a, suivant l'hypothèse de lord Kelvin, une différence de potentiel $\frac{\Delta V}{\Delta x}$ par unité de longueur, et on a :

$$\frac{\Delta V}{\Delta x} = \sigma\,\frac{\Delta t}{\Delta x},$$

où σ est, en unités mécaniques, la chaleur spécifique d'électricité du métal.

Remplaçons dans (2) W par $\frac{\Delta V}{\Delta x}$, il vient :

$$E_1 = \frac{\sigma c}{\rho}\,\varepsilon H\,\frac{\Delta t}{\Delta x},$$

c'est-à-dire une formule analogue à la formule (I).

Nous interpréterons donc *l'effet thermomagnétique de Nernst en le regardant comme un effet Hall des forces électromotrices que Thomson introduit dans sa théorie des courants thermo-électriques*, forces électromotrices échelonnées le long des métaux d'un couple et caractérisées par σ pour chaque métal.

Pour que cette interprétation soit exacte, il faut vérifier qu'on a *en grandeur et en signe* :

$$K = \frac{\sigma c}{\rho}. \qquad (3)$$

Les recherches de Nernst et von Ettingshausen sur les deux effets fournissent une vérification approximative de cette formule, si on

joint à leurs résultats les valeurs de ρ et σ des recueils de données numériques. On a ainsi le tableau suivant, se rapportant à 20°.

	K observé.	K calculé (Formule 3).
Bismuth.............	+ 0,196	+ 0,149
Antimoine...........	+ 0,0094	+ 0,0090
Nickel..............	+ 0,0073	+ 0,0026
Cobalt..............	+ 0,00154	— 0,00175
Fer.................	— 0,00156	— 0,00156
Acier...............	— 0,00060	— 0,00062
Cuivre..............	— 0,000073	— 0,000084
Zinc................	— 0,000054	— 0,000046

Le signe + indique que le sens du phénomène thermomagnétique est celui de l'action électromagnétique du champ sur le courant primaire I dans la formule de Hall. Si on excepte le nickel et le cobalt, on doit considérer l'accord comme satisfaisant, car les σ et ρ utilisés ne se rapportent pas aux échantillons utilisés par Nernst et, pour le bismuth, ils varient avec le champ magnétique. Pour le nickel, la différence est considérable; nous en verrons la signification plus loin; pour le cobalt, l'accord des signes n'existe pas; cela tient, je crois, à une erreur de sens dans l'observation, qui s'est glissée dans le mémoire de Nernst.

II. Recherches sur les métaux magnétiques.

Je me suis demandé si la vérification de la formule (3) serait parfaite en déterminant sur le même échantillon les quatre coefficients K, e, σ et ρ. Pour les raisons indiquées plus haut, j'ai fait des recherches sur les métaux magnétiques, parce que, seuls, les deux effets y sont très nets et que σ et ρ varient peu sous l'action du champ.

Mes observations ont été faites à différentes températures et pour des champs différents. Il en résulte une loi de variation de e et K avec H, qui peut servir à l'interprétation du phénomène de Hall et une loi de variation avec t, qui établit l'existence d'une *température d'inversion* pour le même effet. La vérification de la formule (3) est complète, sauf pour le nickel.

1° *Dispositif expérimental* (*fig.* 1). — La lame métallique M est placée entre les armatures d'un fort électro-aimant Weiss, normalement aux lignes de force du champ étudié avec une spirale de bis-

muth étalonnée. Elle est encastrée dans une forte barre de cuivre AB, disposée horizontalement et chauffée en un point variable toujours éloigné de la lame. Elle provoque, dans cette dernière, un courant calorifique qu'on peut régulariser au moyen d'une seconde source de chaleur, convenablement placée en un point de l'autre partie de

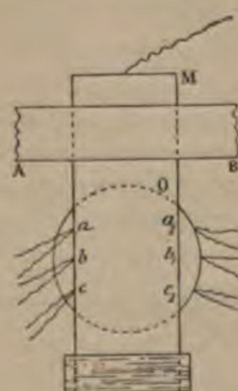


Fig. 1.

AB. La lame M est isolée, au point de vue thermique et électrique, des armatures de l'électro-aimant par des feuilles de mica et d'amiante. Elle plonge, à sa partie inférieure, dans un bain de mercure, maintenu à température constante par un manchon rempli d'eau.

Dans la région uniforme du champ, figurée par le cercle O, on a soudé sur chaque bord de la lame trois couples Pt.Cu équidistants.

Les couples a et a_1 donnent la température t_a de la section aa_1; les couples b et b_1, celle de la section bb_1; les couples c et c_1, celle de la section cc_1; d'où, pour la section moyenne bb_1 à la température t, la chute

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{t_a - t_c}{ac}.$$

Naturellement les sources de chaleur le long de AB sont réglées de façon que les isothermes de la lame M soient parallèles aux sections précédentes.

2° *Mesure de l'effet Nernst.* — Un galvanomètre de Nobili à faible résistance (1$^{\omega}$,4), et très sensible, a été gradué en forces électromotrices au moyen de dérivations prises sur le circuit d'un élément Gouy. On a tracé une courbe reliant les déviations de l'aiguille aux forces électromotrices dans un circuit de résistance connue R. En

reliant à ce galvanomètre les fils de cuivre des couples b et b_1, on observe, sous l'action du champ, une déviation Δ, qui caractérise la force électromotrice thermomagnétique e de la section bb_1. Si r est la résistance du circuit formé par la lame M, les fils b et b_1 et le galvanomètre ; E', la force électromotrice donnée par la courbe du galvanomètre pour la déviation Δ : on a :

$$e = \frac{r}{R} E'. \tag{4}$$

En réalité, Δ est la moyenne de quatre déviations, obtenues en renversant le sens du champ et du courant thermomagnétique dans le galvanomètre. On élimine ainsi les corrections, très petites d'ailleurs, de l'action de l'électro-aimant sur le galvanomètre et de la différence de température qui peut exister entre b et b_1. La force électromotrice e de (4) correspond à t^0, à la chute $\frac{\Delta t}{\Delta x}$ et au champ H.

3° *Mesure de l'effet Hall.* — On superpose au courant de chaleur un courant électrique I, mesuré par un ampèremètre de Hartmann, étalonné par électrolyse. Sous l'action du champ et suivant la section bb_1, la force électromotrice de Hall, E, s'ajoute ou se retranche suivant le sens de I, à la force thermomagnétique e. En renversant le courant primaire, on mesure, comme avant, $e - E$ et $e + E$, d'où E et une nouvelle mesure de e.

4° *Mesure de ρ et σ.* — La mesure de la résistance ρ a été faite à zéro sur des bandes découpées dans les lames précédentes et étudiées soigneusement avec une machine à diviser et une vis micrométrique. La chaleur spécifique d'électricité σ fut déterminée pour chacune des bandes entre 0 et 100° par l'étude des couples qu'elles formaient avec du plomb pur. L'observation du pouvoir thermoélectrique ϖ donna σ par la formule connue :

$$\sigma_1 = - T \frac{\partial \varpi}{\partial T},$$

dans laquelle T désigne la température absolue.

III. Résultats obtenus avec les lames magnétiques.

1° *L'effet Hall et l'effet thermomagnétique de Nernst sont proportionnels à l'aimantation de la lame, avec les quatre métaux magnétiques.* — Cette propriété, établie par Kundt (*Wied. Ann.*, 1893),

pour l'effet Hall, résulte immédiatement, pour les deux effets, du tableau suivant, cité à titre d'exemple et qui se rapporte au nickel.

Lame de nickel recuite soigneusement, 5 heures. — Longueur, 30 centimètres; largeur, $\alpha = 5$ centimètres; épaisseur, $\varepsilon = 0^{mm},13$; température de la section $bb_1 = 37°,8$, $\frac{\Delta t}{\Delta x} = 22,05$; $I = 0^{amp},8$; distance AC des couples extrêmes = 3 centimètres.

Δ_{Ha} et Δ_N sont les déviations galvanométriques relatives aux deux effets et qui donnent, par la courbe de graduation e et E, d'où c et K, d'après les formules (1) et (1'):

Champ H =	1700	2500	3500	4900	6600	7500	9750	13800
$\frac{\Delta_N}{\Delta_{Ha}} =$	2,46	2,39	2,42	2,37	2,36	2,36	2,37	2,36
$\frac{H}{\Delta_{Ha}} =$	83	82	83	83	101	115	145	200
$10^5 c =$	123,4	123,8	122,0	123,6	99,9	87,9	69,7	50,8
$10^5 K =$	380	373	373	366	297	262	208	151

Dans les colonnes précédentes on voit que :

1° $\frac{\Delta_{Ha}}{\Delta_N}$ est constant, quel que soit H; donc les deux effets sont proportionnels quant au champ;

2° Le rapport $\frac{H}{\Delta_{Ha}}$ et les coefficients c et K sont constants jusqu'à 5.000 unités; cette limite du champ correspond à la saturation de l'aimantation, qui est proportionnelle à H pour les champs faibles, puisque les lames sont de faible épaisseur [1]. Les formules (1) et (2) sont donc applicables, jusqu'à cette limite.

Pour le fer doux, l'acier doux et le cobalt recuits, on observe les limites 15.000 pour le premier et 10.000 pour les derniers. Les formules 1 et 2 sont ainsi vérifiées jusqu'à ces valeurs de H.

2° *On peut représenter les variations de* c *et* K *par des fonctions linéaires de la température.* — En posant :

$$(5) \quad \begin{cases} 10^5 . c = A + Bt & \text{Effet Hall,} \\ 10^5 . K = A_1 + B_1 t & \textit{id.}\ \text{thermomagnétique.} \end{cases}$$

[1] Les lames employées ont une épaisseur comprise entre $0^{mm},1$ et $0^{mm},2$.

on a obtenu (t désigne la température centigrade) :

	A	B	A_1	B_1
Fer doux recuit.......	+ 837	+ 6,5	— 64,6	— 0,39
Acier doux............	+ 662	+ 11,2	— 59,6	— 0,92
Cobalt recuit..........	+ 232	+ 4,05	— 80	— 1,82
Cobalt non recuit......	+ 399	+ 7,8	— 146	— 2,7
Nickel recuit..........	— 742	— 12,2	+ 216	+ 4,3

Le signe + indique, comme précédemment, que le phénomène a le sens de l'action électromagnétique du champ sur le courant primaire I dans l'effet Hall. Ces résultats *quant aux signes* sont identiques à ceux de Nernst, à l'exception du cobalt, pour lequel ce physicien donne le signe +. Cela tient probablement à une erreur d'impression dans le mémoire déjà cité. Dans les quatre métaux, les deux effets sont opposés.

L'accord entre les formules (5) et l'observation a lieu à $\frac{1}{30}$ de la valeur des coefficients. C'est là l'exactitude des résultats.

Si on admet que les formules (1), établies entre 0° et 60°, soient valables au-dessous de zéro, on voit que les deux effets changent de sens aux températures suivantes :

	Fer doux.	Acier.	Cobalt recuit.	Cobalt non recuit.	Nickel.
Effet Hall......	— 128°	— 59°	— 57°	— 51°	— 61°
— Nernst...	— 165°	— 64°	— 44°	— 54°	— 50°
Moyenne.......	— 146°	— 62°	— 50°,5	— 52°,5	— 55°

Il semble que les deux effets s'annulent à la même température pour chaque métal. Pour le fer, il est vrai, les deux points d'inversion sont assez différents ; mais, pour les autres, la concordance est satisfaisante, si on remarque qu'ils ont été obtenus par extrapolation de formules établies dans un intervalle limité et que les observations sont très délicates, par suite de la petitesse des effets observés.

En admettant le même point d'inversion, on peut écrire :

$$\frac{e}{K} = -\varphi, \tag{6}$$

où φ est une constante pour un métal relativement à la température. Les observations faites sur K et e, entre 0 et 60°, permettent de vérifier la constance de φ dans cet intervalle. Voici les moyennes obtenues pour φ :

	Fer doux.	Acier doux.	Cobalt recuit.	Cobalt non recuit.	Nickel recuit.
$\varphi =$	— 13.3	— 11.4	— 2,57	— 2,68	— 3,46

Ces nombres ne s'écartent pas de $\frac{1}{30}$ des valeurs extrêmes observées pour le rapport $\frac{c}{K}$ à différentes températures et pour chaque métal.

3° *Vérification de la formule* $K = \frac{\sigma c}{\rho}$. — La formule (6) donne à zéro :

$$\frac{c_0}{K_0} = \varphi ;$$

donc, d'après (3),

$$\frac{\rho_0}{\sigma_0} = \varphi. \tag{7}$$

De la formule (7) on tire ρ_0, qu'on compare aux valeurs de la résistivité observées à zéro; les nombres σ_0 étant déduits des recherches indiquées ci-dessus.

	φ	σ_0	ρ_0 calculé	ρ_0 observé
Fer doux.........	— 13,3	— 3,68T	13353	13952
Acier...........	— 11,4	— 3,54T	11017	10990
Cobalt...........	— 2,68	— 13,9 T	10169	10253
Nickel...........	— 3,16	— 5,46T	4711	12560

Dans la troisième colonne, T est la température absolue.

Pour les trois premiers corps, la formule peut être regardée comme vérifiée, car les rapports φ sont connus à $\frac{1}{30}$ près. Cette vérification, faite à zéro, existe pour les autres températures, car φ est constant, σ proportionnel à T ; ρ doit l'être aussi, ce qui est à peu près exact pour les corps bons conducteurs.

Si on se rappelle le premier tableau où les résultats de Nernst sont comparés à la formule (3), on peut dire que, pour tous les métaux, *excepté le nickel, l'effet thermomagnétique est un effet Hall des forces électromotrices de Thomson.*

4° *Interprétation des résultats relatifs au nickel.* — La résistivité à zéro, calculée par la formule (7), est 2,6 fois plus petite que la résistivité observée, c'est-à-dire que le coefficient thermomagnétique K déduit de la formule 3 est 2,6 fois trop faible. La même remarque est à faire à propos des résultats de Nernst. Les coefficients K calculés et observés sont 0,026 et 0,073, dont le rapport est 2,8. Cette coïncidence, que j'ai retrouvée avec deux autres

échantillons de nickel, ne semble pas l'effet du hasard et montre qu'à la rotation des surfaces équipotentielles définies par le coefficient σ de Thomson doit se superposer un phénomène du même genre qu'il faut définir. Il me paraît naturel d'admettre l'interprétation suivante :

Il n'a pas été prouvé jusqu'ici que les forces électromotrices F, qui correspondent à l'effet Peltier, fussent les forces électromotrices de contact vrai, E. Par suite, on a pu supposer que les forces électromotrices définies par le coefficient σ de Thomson ne représentaient pas les forces de contact vrai θ entre deux parties d'un même corps, à des températures différentes. On sait simplement qu'il existe entre ces forces vraies, E et θ, et les forces observées, F et σ, la relation [1] :

$$\frac{\partial F}{\partial T} + \sigma_{M_1} - \sigma_{M_2} = \frac{\partial E}{\partial T} + \theta_{M_1} - \theta_{M_2} \qquad \begin{matrix} M_1 \text{ et } M_2 \\ \text{métaux d'un couple.} \end{matrix}$$

On peut alors concevoir des corps où $\sigma = \theta$ et des corps où σ serait différent de θ. Pour les premiers, la valeur de σ, déduite de l'étude des couples, coïnciderait avec celle qui est déduite par la méthode calorimétrique de M. Le Roux. Dans cette classe de corps rentreraient tous les métaux précédents, sauf le nickel, ainsi que l'ont prouvé les expériences de Battelli.

Dans l'autre classe serait le nickel, pour lequel l'effet Thomson, déduit du transport électrique de la chaleur, est très différent de celui qui est défini par σ, d'après les recherches de Penrose.

Si on admet cette classification, on peut généraliser la formule (3), en disant que *l'effet thermomagnétique est un effet Hall des forces électromotrices de contact vrai de Thomson.*

Le nickel rentre alors dans la règle générale : car, pour lui, c'est θ différent de σ qui réglera la rotation des surfaces équipotentielles [2].

(1) *Thermodynamique*, cours de M. Poincaré.

(2) Voir, pour plus de détails, *l'Eclairage électrique* (article prochain).

Note. — Les formules (5) donnent, pour les coefficients c de l'effet Hall, des nombres qui diffèrent de ceux de Hall et de ceux de Nernst et von Ettingshausen (ces derniers obtenus à 20°). On ne doit pas s'étonner de ces différences, car il semble à peu près certain que le phénomène de Hall est dû à une hétérotropie que prend le milieu, sous l'action du champ. Il est alors possible que les moindres modifications moléculaires des corps se traduisent, quant à c et aussi K, par des différences notables pour des échantillons différents d'un même corps, puisque ces modifications agiront à la fois sur l'hétérotropie et sur l'aimantation. A ce sujet, on peut rappeler que Kundt a obtenu par électrolyse des plaques de bismuth ne présentant pas d'effet Hall sensible, tandis que les plaques préparées par fusion l'offrent avec une grande intensité.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XLIV; mars 1900.

J.-H. JEANS. — The striated electrical discharge (La décharge électrique striée). — P. 245-262.

L'auteur veut montrer que la « théorie de la propagation par conduction de l'électricité à travers les gaz, à l'aide d'ions chargés », due à M. J.-J. Thomson, peut expliquer les phénomènes des *stries* dans les tubes de Geissler, à condition de la compléter sur un point.

Considérons une décharge effectuée entre deux plans parallèles indéfinis : il n'y a qu'une dimension à considérer, la distance x du point de l'espace à l'un des plans qui est, par exemple, l'anode. J.-J. Thomson a étudié l'équation différentielle qui donne y, le carré de la force électrique X en chaque point, en fonction de x, *dans le cas où le régime permanent est établi* [1].

En discutant cette équation, on peut étudier toutes les courbes possibles représentant y en fonction de x. De cette dimension, J.-J. Thomson concluait que la seule forme de courbe satisfaisant à l'équation différentielle et aux conditions physiques du problème était

---

[1] En introduisant la dérivée p de $y = X^2$ par rapport à x, $p = \frac{dy}{dx}$, cette équation est la suivante :

$$\frac{1}{4\pi e} \cdot \frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2} \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} = q - \frac{\alpha}{2ye^2 (k_1 + k_2)^2} \cdot \left(i + \frac{k_2}{4\pi} p\right) \left(i - \frac{k_1}{4\pi} p\right).$$

Les vitesses de translation des ions positifs et négatifs le long de l'axe des x sont respectivement $k_1 X$ et $k_2 X$. Le nombre des ions positifs, par unité de volume au voisinage du point considéré étant u_1 et celui des ions négatifs u_2, on admet qu'un certain nombre se recombinent dans l'unité de temps ; ce nombre, proportionnel à $u_1 u_2$, sera $\alpha u_1 u_2$. Pendant le même temps et dans le même volume, on a une dissociation de molécules mettant en liberté un nombre d'ions égal à q. e est la charge de chaque ion, et i le courant traversant une section perpendiculaire à l'axe des x, u_1 et u_2 s'expriment à l'aide de ces données et s'éliminent de l'équation finale. Comme conditions aux limites, on doit avoir $u_1 = 0$ à l'anode, et $u_2 = 0$ à la cathode. q et α sont des quantités essentiellement positives, qu'on peut supposer, dans une première approximation, ne dépendre que de la force électrique X au point considéré. Il est aisé, plus tard, de s'affranchir de cette restriction. L'équation s'obtient en écrivant que le nombre d'ions positifs et d'ions négatifs reste le même en chaque élément de volume, et en écrivant l'équation de Poisson : entre ces trois équations on élimine ensuite u_1 et u_2.

une courbe de la forme $\alpha\beta$, tournant constamment sa convexité vers l'axe des x ($A\alpha$ est la valeur de X^2 à l'anode, $E\beta$ à la cathode) (*fig.* 1).

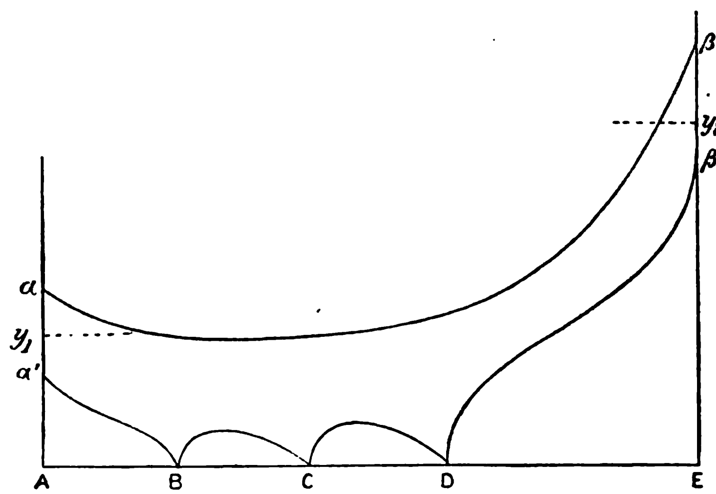


Fig. 1.

Or cette courbe convexe ne correspond certainement pas à la distribution réelle du carré de la force X^2 le long d'un tube. On en peut donner tout de suite une preuve. Thomson a montré que la luminosité du gaz doit accompagner la concavité de la courbe donnant X^2 en fonction de x [1]; aux points pour lesquels la courbe est convexe, le gaz reste obscur. Or on a, dans la réalité, des régions lumineuses dans les tubes ; on a souvent des stries, c'est-à-dire des alternatives de régions lumineuses et obscures. Une courbe constamment convexe ne peut donc représenter le phénomène.

L'auteur montre qu'il existe un autre type de courbe satisfaisant à l'équation différentielle. C'est la courbe $\alpha'BCD\beta'$. Une simple

---

[1] J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, XLVII, p. 267 ; 1899. — J.-J. Thomson arrive en effet à l'équation :

$$\frac{d^2X^2}{dx^2} = 8\pi e\,(q - \alpha u_1 u_2)\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right).$$

On voit que le signe de la dérivée seconde, qui détermine la concavité ou la convexité de la courbe vers l'axe des x, dépend du signe de $q - \alpha u_1 u_2$. Si cette différence est positive, c'est que l'*ionisation dépasse la recombinaison des ions :* quand elle est positive, c'est que la recombinaison dépasse l'ionisation : c'est alors que le gaz est lumineux.

discussion analytique montre qu'une solution de cette forme est également possible. Seulement J.-J. Thomson ne s'y était pas arrêté, parce que cette solution comporte des points B, C, D, qui correspondent à un état physiquement impossible. En ces points, y est nul, $\frac{dy}{dx}$ infini, et l'on a une *densité* en ions par unité de volume infinie ; de plus, les ions en ces points restent immobiles. Ce sont des conditions visiblement irréalisables.

Mais il suffit d'admettre, pour rendre compte des faits, que certaines forces interviennent, dont on n'a pas tenu compte quand on a écrit l'équation, et qui empêchent y de tomber à une valeur nulle ; par exemple, on pourrait supposer que, les *ions* ayant des dimensions finies, leur densité ne peut jamais être infinie. Quelle que soit la supposition particulière faite, on aura, en somme, ce résultat essentiel, que l'équation différentielle fondamentale reste vraie sans modification, tant que y reste supérieur à une valeur très petite égale à η_1, et qu'au contraire elle devrait être complétée par d'autres termes pour des valeurs de y inférieures à η_1, ces termes ayant pour effet d'empêcher y de tomber à zéro.

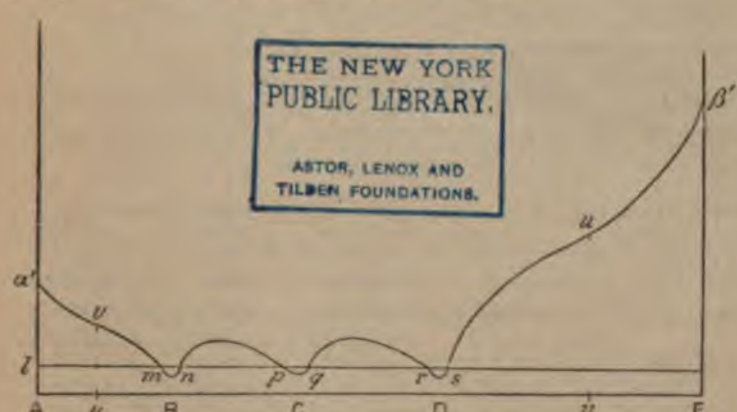


Fig. 2.

La courbe représentative de y en fonction de x prend alors la forme $\alpha' mnpqrs\beta'$ (*fig.* 2). Il est aisé de voir que cette forme représente très bien les phénomènes. La courbe présente deux points d'inflexion en v et u et plusieurs autres intermédiaires, deux à chaque boucle telle que mn. L'arc us, concave, correspond à la lumière issue de la

cathode ; l'arc $\alpha\beta$, à l'espace cathodique obscur ; chacun des arcs qr, np, à une *strie* lumineuse.

L'hypothèse qui consiste à faire intervenir ces forces perturbatrices. sans être exactement fixé sur leur nature, est tout à fait conforme à ce qu'on fait dans toutes les branches de la physique. Considérons un cours d'eau qui coule le long d'un lit parsemé d'obstacles. Et traçons la courbe qui donne l'inverse de la vitesse du fluide aux divers points du fil de l'eau, en déterminant la vitesse par les équations de l'hydrodynamique, et supposant le liquide incompressible et dénué de viscosité. Nous aurons une courbe où, pour chaque aspérité du lit, on aura un point de rebroussement avec pointe tournée vers l'axe, exactement semblable aux points B, C, D, de la courbe précédente ; en ces points, la vitesse est théoriquement infinie. Mais dans le courant réel la vitesse n'est pas infinie à cause de la viscosité du fluide, et l'effet de cette viscosité est d'*arrondir* les angles de la courbe au voisinage des aspérités.

L'auteur se réserve d'étudier, dans un second mémoire, les particularités de la décharge striée, en introduisant l'hypothèse que les ions négatifs ont une vitesse supérieure à celle des ions positifs.

R. HOSTING. — Viscosity of solutions (Viscosité de solutions). — P. 274-286.

Étude, par la méthode de Poiseuille, de la viscosité de l'eau, de solutions de sel marin et de solutions de sucre. Voici quelques valeurs de la viscosité à diverses températures :

	à 0°	à 50°	à 90°
Eau pure..................	0,01794	0,00553	0,00320
Solutions : NaCl à 3 0/0....	0,01799	0,00559	0,00325
— à 5 0/0....	0,01862	0,00680	0,00866
— à 20 0/0...	0,02666	0,00401	0,00507
— Sucre à 1 0/0....	0,01810	0,00555	0,00320
— à 5 0/0....	0,02048	0,00611	0,00349
— à 20 0/0...	0,03720	0,00961	0,00511
— à 40 0/0...	0,1476	0,02410	0,01093

CHARLES H. LEES. — On the thermal conductivite of Mixtures and of their constituents (Conductibilités thermiques des mélanges et de leurs constituants). — P. 286-293.

On discute les mesures de Wiedemann relatives aux alliages étain-bismuth ; celles d'Henneberg relatives aux mélanges d'eau, et d'alcool et d'eau, et de glycérine.

On essaie de représenter ces mesures par trois types de formules : l'une, par laquelle la conductivité du mélange se déduit des conductivités des composants par la règle des moyennes; une autre, pour laquelle c'est l'inverse de la *conductivité* ou *résistivité;* et une troisième, pour laquelle c'est le logarithme de la conductivité. La formule des conductivités est manifestement mauvaise; les deux autres sont plus satisfaisantes, sans qu'aucune soit parfaite.

H. MORRIS-AIREY. — On an Experiment bearing on the Hypothesis of Electrolytic convection in Geissler-tubes (Sur une expérience à l'appui de l'hypothèse de la convection électrolytique dans les tubes de Geissler). — P. 307-309.

J.-J. THOMSON. — On Morris-Airey's Paper on Electrolytic conduction in Gases (Sur le mémoire de M. Morris-Airey sur la conduction des gaz). — P. 404.

J.-J. Thomson a prétendu établir le fait de la convection du chlore à travers l'hydrogène sous l'influence de la décharge. Une petite quantité de chlore est introduite dans un tube capillaire contenant de l'hydrogène à basse pression, et on lance dans le tube la décharge d'une bobine d'induction. — Au spectroscope, on a les raies du chlore à l'anode, et, en renversant le courant, on les trouve à la nouvelle anode; et de même après chaque renversement du courant.

Thomson en a conclu à un transport du chlore à travers l'hydrogène; l'auteur attribue le fait à la différence de température existant entre les deux électrodes. Pour le montrer, il se sert d'un tube deux fois recourbé AA'BB' ayant quatre électrodes, A et B aux extrémités, A' et B' en deux renflements voisins des deux coudes. Si A' et B' servent d'électrodes, on trouve du chlore non seulement au voisinage immédiat de A', mais dans toute la partie AA' qui n'est pas traversée par la décharge; il estime que ce résultat est incompatible avec l'explication de J.-J. Thomson.

Dans le numéro d'avril du *Phil. Mag.*, M. J.-J. Thomson répond que l'effet signalé par Morris-Airey est simplement dû à la diffusion causée par l'excès de pression qui tient à la présence du chlore à l'anode. Il rappelle que dans ses propres expériences [1] on introduisait beaucoup moins de chlore que dans les expériences de Morris-Airey où il y en a jusqu'à 6 et 7 0/0 : et qu'au moment du renversement du courant les raies du chlore persistaient un instant à la nouvelle

[1] *Proc. Roy. Soc.*, LVIII, p. 244.

cathode et n'apparaissaient pas à l'anode; qu'ensuite, pendant un court espace de temps, elles n'apparaissaient à aucune des deux électrodes: et qu'enfin on les apercevait brillant à *l'anode seule: cela suffit à prouver la réalité de la convection.*

W.-F. BARRETT. — On some Novel Thermo-electric Phenomena (Sur quelques nouveaux phénomènes thermoélectriques). — P. 309-316.

L'auteur a étudié les propriétés thermoélectriques d'un acier au nickel dont voici la composition :

Fer........................	68,8 0/0
Nickel.....................	25,0 0/0
Manganèse.................	5,0 0/0
Charbon....................	1,2 0/0

Cet acier forme avec le cuivre un couple thermoélectrique, dont le *point neutre* n'a pas la même température, suivant que l'on chauffe ou que l'on refroidit. Il y a une véritable hystérésis. Voici quelques nombres :

	A la 1re fois.	A la 2e fois.	A la 3e fois.
A l'échauffement...........	328°	283°	268°
Au refroidissement.........	258°	241°	241°

SILVANUS-P. THOMPSON. — On obliquely crossed cylindrical Lense (Sur les lentilles cylindriques croisées obliquement). — P. 316.

En superposant deux lentilles cylindriques dont les axes font un angle variable à volonté, on peut réaliser diverses combinaisons et avoir soit une lentille cylindrique d'axe fixe et de convergence variable, soit une lentille cylindrosphérique dont un des éléments est variable à volonté.

B. BRUNHES.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES COURANTS DE CONVECTION DANS UNE NAPPE LIQUIDE. — RÉGIME PERMANENT : TOURBILLONS CELLULAIRES ;

Par M. Henri BÉNARD.

Le transport de chaleur par convection a été fort peu étudié d'une façon systématique. Il semble qu'on ne s'en soit préoccupé que pour l'éviter, lors des mesures de conductibilité thermique des liquides, en particulier dans les méthodes où l'on emploie un *mur* liquide horizontal, traversé par un flux de chaleur vertical uniforme, dirigé de haut en bas.

Des conditions uniformes dans le plan horizontal indéfini sont aussi les plus simples qu'on puisse réaliser pour étudier les courants de convection dans une nappe liquide horizontale : seulement ce sera dans toute l'étendue de la surface de niveau inférieure qu'agira la source chaude ; cette paroi horizontale du fond sera en même temps la face supérieure d'un mur métallique épais, à faces parallèles, traversé de bas en haut par un flux de chaleur vertical uniforme.

Quant à la surface de niveau supérieure de la nappe liquide, on est obligé, pour pouvoir observer les mouvements produits dans cette nappe, de la laisser libre, en contact avec l'atmosphère ambiante. C'est alors en partie grâce aux courants de convection de l'air lui-même que s'effectuent les échanges thermiques entre le liquide et l'atmosphère. Ce choix de conditions aux limites n'est pas le plus simple, car il crée une dissymétrie entre le mécanisme du gain de chaleur par la paroi du fond et celui de la déperdition par la surface libre. De plus, le liquide adhère à la paroi du fond et n'offre de vitesses horizontales finies qu'à une distance finie de cette paroi, tandis que la surface libre présente des vitesses horizontales finies.

L'uniformité des conditions aux limites offre ceci de remarquable qu'elle n'impose, *a priori*, aucune distribution particulière de mouvements ascendants et descendants [1]. Il est évident que le plus léger excès local de température suffit à créer un centre d'ascension, les

[1] Le cas actuel diffère donc complètement de celui que l'on a souvent réalisé, en plaçant une source chaude ponctuelle immergée dans une nappe liquide (en particulier, P. Czermak, *Wied. Ann.*, t. L, p. 329, 1893, etc.). Les courants liquides ont alors les formes bien connues du champignon à volutes multiples obtenu aussi (Oberbeck, 1877) par écoulement de liquide sous pression à l'extrémité d'un tube cylindrique immergé.

filets ascendants étant d'ailleurs compensés quelque part par des filets descendants d'égal débit ; mais ce que rien ne permet de prévoir, c'est qu'un régime permanent stable soit réalisable. Un tel centre d'ascension, une fois créé par une inégalité locale infiniment petite, c'est-à-dire par le hasard, persistera-t-il au même endroit, ou bien se déplacera-t-il sans loi définie, sans tendre vers une position limite ? L'expérience seule pouvait répondre à ces questions.

En fait, la viscosité seule semble intervenir dans cette question de stabilité ; quand le coefficient de frottement interne est très faible, de l'ordre de celui de l'éther à la température de 15°, la circulation tourbillonnaire qui se produit, sous l'action d'un flux de chaleur notable, est extrêmement instable. La distribution des mouvements varie alors continuellement ; elle s'effectue suivant un type trop compliqué pour être décrit ici, que j'ai enregistré par des procédés chronophotographiques, mais qui est le même pour tous les liquides à température suffisamment élevée ; la volatilité, dans ce cas, intervient d'ailleurs par le refroidissement superficiel et la variation progressive d'épaisseur qu'elle provoque.

Mais, à température suffisamment basse, qui est la température ordinaire pour la plupart des liquides usuels (alcools, hydrocarbures), les mouvements tourbillonnaires produits tendent rapidement vers un état limite remarquablement simple, régime permanent stable, où non seulement les centres d'ascension sont parfaitement localisés, mais où ces centres, régulièrement distribués, sont tous rigoureusement identiques. Ce sont les lois de ce régime stable que j'ai plus particulièrement étudiées.

Description de la circulation stable en régime permanent. — La distribution des mouvements tourbillonnaires dans la nappe liquide réalise, dans ce cas, la *structure cellulaire parfaitement régulière.* Ce sont les surfaces sans rotation instantanée (*surfaces de tourbillon nul*), qui correspondent aux *cloisons* de ces cellules ; ces surfaces sont des plans verticaux, divisant la masse entière en prismes égaux à base polygonale, dont le type le plus parfait est l'assemblage de prismes à bases d'hexagones réguliers égaux.

Dans chacun de ces prismes, que j'appellerai *cellules :*

1° Toutes les trajectoires des particules liquides sont des courbes fermées planes, et tous les plans de ces courbes sont verticaux ; toute trajectoire se projette donc horizontalement suivant un segment de droite ;

2° Toutes ces droites sont concourantes, c'est-à-dire que les plans verticaux en question sont les différents azimuts passant par l'axe vertical de la cellule;

3° Dans chaque azimut, les filets ont la forme représentée *fig.* 1;

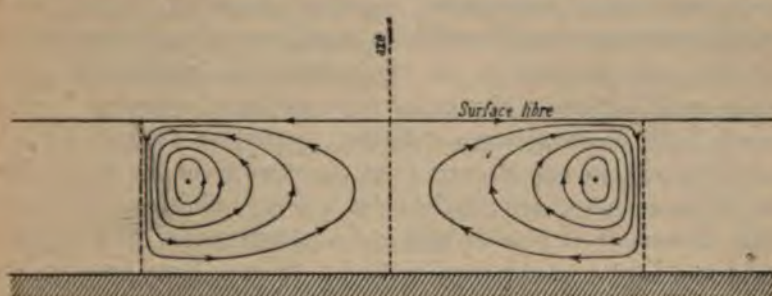


Fig. 1.

les flèches y indiquent le sens de la circulation : ascension du liquide chaud par les parties axiales, refroidissement dans les parties horizontales supérieures, où les filets sont centrifuges, puis descente brusque par la périphérie, près de la cloison cellulaire sans rotation, enfin afflux centripète le long de la paroi solide du fond et de nouveau ascension. Ces filets entourent un point de vitesse linéaire nulle et ont, d'autre part, un rectangle comme enveloppe extérieure. Le lieu des points immobiles forme la *ligne de tourbillon* fondamentale autour de laquelle tournent toutes les trajectoires. Cette ligne a la forme d'un polygone à sommets arrondis, à symétrie hexagonale, dans le cas parfaitement régulier; elle épouse la forme du polygone cellulaire, en s'approchant d'ailleurs très près de la paroi sans rotation, mais ce n'est pas nécessairement une courbe plane.

Sur chaque filet, le mouvement périodique est parfaitement isochrone. Les filets infiniment petits ont la période minimum. A partir de ce point immobile, la période croît, mais lentement, c'est-à-dire que la vitesse angulaire moyenne va en décroissant légèrement. De plus, sur les filets les plus longs, le frottement du liquide contre la paroi du fond crée une inégalité notable entre les durées de parcours des deux moitiés de la trajectoire; la moitié inférieure est parcourue bien plus lentement. Cette dissymétrie se traduit nettement sur la *fig.* 1 : le point immobile est plus près de la surface libre que de la paroi du fond; les filets figurés, à peu près équidis-

tants dans leur partie supérieure, sont de plus en plus écartés dans la portion inférieure du trajet.

Régime variable. — Établissement progressif du régime permanent limite. — Le régime parfaitement régulier, où toutes les cellules sont des prismes hexagonaux réguliers, égaux et alignés, n'est qu'un état limite; mais il semble qu'on puisse s'en approcher autant que l'on veut, au point de vue expérimental, en maintenant assez longtemps l'uniformité rigoureuse des conditions d'épaisseur (liquide non volatil), de température et de flux de chaleur. Dans ce cas, en effet, on constate que les variations du mouvement, en particulier les déplacements et déformations des cloisons cellulaires sans rotation, deviennent de plus en plus lentes, et que toutes ces variations tendent à la plus grande régularité du système. Pour préciser, on obtiendra, au début, très rapidement, en quelques secondes, la division en cellules polygonales à peu près égales, mais de formes très différentes. On en trouvera surtout à quatre, cinq, six ou sept côtés. C'est le cas de tous les clichés reproduits dans cet article. Mais de plus en plus les cellules s'égaliseront, ainsi que les côtés et les angles; les sommets quaternaires accidentels du début disparaîtront, pour donner des sommets ternaires; on pourra suivre, par exemple à l'aide de clichés effectués à intervalles réguliers, la progression constante du nombre d'hexagones. Enfin il n'y aura plus que des hexagones; les déformations seront alors devenues extraordinairement lentes : le régime sera presque rigoureusement permanent; mais cependant les hexagones eux-mêmes continueront à se régulariser et à s'aligner en rangées parallèles sur une étendue de plus en plus considérable de la nappe liquide.

Pour résumer ce qui précède, on peut énoncer les lois suivantes :

Loi de l'état variable initial. — *Avec des conditions uniformes dans le plan, invariables dans le temps, le régime hydrodynamique varie de plus en plus lentement, et toujours par accommodation progressive au régime de stabilité maximum.*

Lois de l'état permanent limite. — *Dans tout plan horizontal de la nappe liquide, tous les éléments du mouvement, vitesse, tourbillon, température, etc., sont distribués périodiquement sur trois directions de rangées, à 60° l'une de l'autre, la distance entre deux nœuds étant la même, λ, sur toutes les rangées et dans tous les plans*

horizontaux. Pour connaître la loi du mouvement dans la nappe entière, il suffit de la connaître dans un prisme ayant pour base une des mailles du réseau, et même, à cause des six plans de symétrie de l'hexagone, seulement dans un prisme ayant pour base 1/12 de la surface de l'hexagone régulier.

La plus grande partie des mesures effectuées a eu pour but de déterminer les lois qui régissent λ, c'est-à-dire la distance stable de deux centres d'ascension contigus.

Les clichés obtenus par des procédés purement optiques, qui seront décrits dans un second article, montreront avec quelle précision, au point de vue expérimental, il a été possible d'atteindre cet état limite, *créant dans un milieu liquide une symétrie tout à fait comparable à celle d'un milieu cristallisé*.

Choix du liquide et des conditions expérimentales. — Le régime cellulaire régulier est réalisé, à la température ordinaire, par la plupart des liquides légèrement volatils (alcools, hydrocarbures, etc.), avec des flux de chaleur extrêmement faibles. Mais, pour éviter d'avoir une épaisseur lentement variable, du fait même de la volatilité, on a préféré opérer à des températures plus élevées, allant de 50° à 100°, avec des corps de volatilité pratiquement nulle à ces températures. C'est le cas d'un certain nombre de corps fusibles vers 50° (corps gras, éthers élevés, hydrocarbures, etc.). Toutes les mesures ont été effectuées, finalement, avec du spermaceti (palmitate de cétyle pur), dans des limites de température allant du point de fusion (vers 46°) jusqu'à 100°.

Méthodes d'enregistrement d'ordre purement mécanique. — La circulation décrite dans ses traits les plus généraux, a été étudiée par deux sortes de méthodes : les unes sont simplement mécaniques et reposent sur l'emploi de poussières solides ; les autres sont purement optiques et seront exposées dans un deuxième article. Je décrirai d'abord les propriétés mécaniques utilisées [1].

Première méthode. — *Particules solides insubmersibles* (de densité inférieure à celle du liquide). — Cette méthode utilise les vitesses finies de la surface libre. Dans chaque hexagone, les filets superficiels sont les rayons, parcourus horizontalement du centre vers la périphérie (*fig.* 2). Un grain de poussière très léger, tombant sur cette surface libre en A, suit d'abord, jusqu'en B, avec la

[1] La description détaillée des appareils et des mesures sera publiée ailleurs.

vitesse même du liquide, le filet superficiel sur lequel il est tombé; arrivé sur le contour du polygone en B, il abandonne le filet liquide plongeant, pour décrire le côté même BC de l'hexagone, mais bien



Courants superficiels. Enregistrement final des sommets.

Fig. 2.

plus lentement, la résultante des deux vitesses superficielles concourantes en B étant désormais seule efficace. Enfin le grain de poussière s'arrête en C, sommet ternaire commun à trois cellules: c'est sa position d'équilibre stable.

On utilise ce parcours en ligne brisée comme il suit : on projette sur le liquide un nuage pulvérulent (lycopode); puis, une courte fraction de seconde après, on prend une photographie instantanée de la surface libre. Les grains encore dans l'air ne sont pas au point sur le cliché; ceux qui en sont à la première partie, AB, de leur trajet sur la surface liquide, restent pour ainsi dire invisibles, parce qu'ils sont disséminés sur toute la surface; mais ceux qui en sont à la seconde partie, BC, sont tous réunis sur un lieu composé de lignes et dessinent sur le cliché le contour polygonal par un trait d'une grande finesse (*fig.* 3). On a donc ainsi l'*enregistrement du réseau polygonal.*

Si l'intervalle écoulé depuis l'instant où l'on a projeté le nuage de poussière a été trop long (1 seconde, par exemple), tous les grains sont arrivés aux sommets ternaires ; on n'a plus que l'*enregistrement des sommets ternaires du réseau de polygones* par les petits tas de lycopode, désormais immobiles en ces sommets.

Deuxième méthode. — *Particules solides incorporées participant à la circulation* (de densité égale à celle du liquide). — Des grains

de poussière, de densité peu différente de celle du liquide, auquel ils ont été incorporés, décrivent les filets fermés avec des vitesses qu'on peut regarder comme identiques à celles des éléments liquides eux-mêmes. C'est par ce procédé que toutes les mesures d'ordre cinématique ont été effectuées ; on incorpore assez peu de corpuscules (quelques-uns au plus par cellule) pour qu'on puisse les suivre individuellement en projection horizontale sans confusion possible. Dans le dispositif adopté, les grains se détachent en noir sur un fond lumineux, et, de plus, une des méthodes purement optiques,



Fig. 3. — Grandeur naturelle. Épaisseur : $0^{mm},950$.



Fig. 4. — Grandeur naturelle. Épaisseur : $0^{mm},440$.

qui seront décrites dans un second article, permet de rendre visible en même temps le réseau polygonal. On peut donc suivre, chronographe en main, les périodes sur les filets de différentes longueurs. Chaque grain oscille en projection horizontale, avec un isochronisme parfait. Cet isochronisme et l'immobilité du segment de droite décrit, dans le champ de la lunette par rapport à des repères fixes, montrent à quel point la permanence du régime a pu être réalisée dans ces recherches ; dans un cas, par exemple, plus de 3.000 périodes, c'est-à-dire une heure environ, se sont écoulées, sans déplacement appréciable du segment de droite décrit.

Il est évident qu'avec un grossissement et un éclairage convenables cette méthode se prêterait, s'il était nécessaire, à l'analyse détaillée du mouvement en projection horizontale, par enregistrement chronophotographique.

Troisième méthode. — *Particules solides déposées* (plus denses que le liquide). — Cette méthode utilise les vitesses horizontales

centripètes au voisinage de la paroi du fond. Des particules solides plus denses que le liquide, primitivement incorporées, peuvent rester très longtemps en suspension, en participant à la circulation; mais le grain lourd, tout en restant dans le même azimut, passe peu à peu sur les filets de plus en plus longs, de sorte qu'une trajectoire en spirale se substitue au filet fermé décrit par un élément liquide. Arrivé sur les filets extérieurs, à forme limite rectangulaire, le grain, dans la partie inférieure de son trajet, est de plus en plus ralenti par le frottement contre la paroi du fond, jusqu'à ce qu'enfin il s'arrête et ne remonte plus. L'afflux centripète qui balaie la paroi horizontale finira par entraîner le grain au centre même de la cellule. On a donc ainsi l'*enregistrement de chaque centre de cellule* par un petit tas de poussière ponctuel, parfaitement net (*fig.* 4).

Si le réseau cellulaire est bien régulier, les petits tas ponctuels sont disposés en quinconces à symétrie senaire; tous les points équidistants se trouvent alignés sur trois directions de rangées à 60° l'une de l'autre. On voit que ce procédé convient parfaitement à la mesure de λ. Pour avoir la surface moyenne de chaque cellule, il suffit de compter sur les clichés le nombre de dépôts ponctuels contenus, par exemple, dans 1 centimètre carré. Quelques grains de poussière dans chaque cellule suffisent [1].

Quatrième méthode. — *Particules solides impalpables en suspension. — Inégalité de distribution.* — Dans les méthodes précédentes, on emploie des corpuscules solides, visibles à l'œil nu ou au moins avec un faible grossissement, qui, suivant leur densité, servent à

(1) Un certain nombre de faits, anciennement signalés et restés inexpliqués, sont en relation directe avec ce mécanisme de dépôt et résultent immédiatement de la circulation tourbillonnaire jusqu'ici insoupçonnée. J'en citerai un seul, qui est caractéristique : c'est le dépôt de *globulites* liquides, obtenu par évaporation d'un dissolvant sursaturé, en couche mince, par exemple de globulites de soufre dans l'essence de térébenthine. La régularité anciennement signalée des alignements de ces sphérules (Voir notamment : Frankenheim, *Pogg. Ann.*, t. CXI, 1860; — Behrens, *Die Krystalliten*, 1874; — O. Lehmann, *Molekularphysik*, etc.) résulte, comme celle des dépôts de poussières amorphes, de la régularité des tourbillons cellulaires de la nappe liquide. Ces alignements n'ont, en fait, aucune espèce de relation avec les directions cristallographiques des cristaux de soufre, qui se déposent en même temps ou par la suite. Vogelsang (*Pogg. Ann.*, 1871, t. CXLIII, p. 621) avait cru voir en ces globulites microscopiques les véritables particules de l'édifice cristallin du soufre. J'ai pu obtenir des globulites énormes, de quelques dixièmes de millimètre de diamètre, séparés par des intervalles réguliers de l'ordre de 1 millimètre.

indiquer les vitesses superficielles, intérieures, ou bien tangentes à la paroi du fond. La propriété qui reste à décrire est d'une interprétation moins immédiate : c'est l'inégale distribution des particules solides, extrêmement fines, en suspension sur les filets d'une masse liquide ou gazeuse, siège de courants de convection. Un très petit nombre de faits de cette nature avaient été observés jusqu'à ce jour, se rapportant presque tous aux gaz (¹). Lodge, cependant, a montré leur généralité et a fait quelques expériences sur les liquides. Celles que j'ai réalisées moi-même sur les liquides troubles m'ont donné des résultats identiques. On peut les énoncer comme il suit :

1° Au contact immédiat d'un corps solide, plus chaud que la masse fluide qui l'entoure, celle-ci forme une *gaine, absolument dénuée de particules solides ;*

2° Cette gaine est particulièrement tranchée et nette, quand les courants de convection sont tangents à la surface du solide ;

3° Quand les filets chauds ascendants quittent le contact de la paroi solide, ceux de ces filets, qui formaient la gaine sans particules, continuent leur route, en régime permanent ou non, également sans particules, dans tout leur parcours. Cette dernière propriété résulte simplement de ce que les particules extrêmement fines se meuvent *avec* le gaz ou le liquide et non pas à travers ce gaz ou ce liquide ; un filet fluide, *filtré* en un point quelconque de son trajet, reste filtré par la suite de son parcours à travers le milieu trouble. Ce prolongement de la gaine forme, par exemple, un *plan* vertical sans particules, au-dessus d'une tige chaude ou d'un objet quelconque chaud ayant une arête supérieure rectiligne. C'est ce plan qui a été observé en premier lieu (en le visant dans la direction de l'arête) par Tyndall. C'est à Lodge qu'on doit d'avoir reconnu la gaine dont il n'est que le prolongement (²).

Ces faits rappelés, sans insister sur leur explication, qui ne peut être donnée, comme l'a montré Lodge, que par les théories ciné-

---

(¹) Tyndall, *Proc. Roy. Inst.*, VI, p. 1 ; 1870 ; — Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc.*, 21 déc. 1882 ; et *Nature*, XXVIII, p. 139 ; 1882 ; — O.-J. Lodge et J.-W. Clark, *Proc. Phys. Soc. of London*, VI, p. 1 ; 1884 ; et *Phil. Mag.*, [5], XVII, p. 214 ; 1884 ; — J. Aitken, *Proc. Roy. Soc. of Edimb.*, 21 janv. 1884, etc.

(²) Les auteurs cités, ayant surtout opéré sur des gaz illuminés par un faisceau intense, qui rend lumineuses seulement les particules solides, emploient les expressions de gaine sombre, de plan sombre (*dark plane*). Dans mes expériences avec les liquides troubles, observés par transparence, la gaine seule est translucide ; c'est donc une gaine claire, le reste étant opaque. L'expression *gaine sans particules solides* me semble éviter toute ambiguïté.

tiques, c'est-à-dire, en réalité, en faisant intervenir les forces thermiques de Maxwell, les mêmes qui, aux très basses pressions, produisent les mouvements des ailettes des radiomètres, je me bornerai, à l'aide des faits établis eux-mêmes, à prévoir ce que donnera la circulation tourbillonnaire décrite, dans le cas d'un liquide rendu trouble à l'aide de particules en suspension extrêmement fines.

1° Le fond de la cuve, formant paroi chaude, balayée par des courants qui lui sont parallèles, sera tapissé d'une gaine liquide, mince et très nette, dénuée de particules;

2° Les courants permanents entraîneront cette gaine; les filets fermés qui la constituent dans la portion horizontale inférieure de leur trajet resteront sans particules sur tout leur parcours.



Fig. 5.

C'est bien, en effet, ce que l'on constate par le seul mode d'observation possible, c'est-à-dire *par transparence en projection horizontale :* la *fig.* 5 montre, en coupe verticale, la distribution de matières pulvérulentes (*fig.* 5). On voit qu'on observera par transmission, en allant de l'axe vers la périphérie, un centre clair (MM), qui va en se dégradant lentement (MN), puis une zone (NO) d'opacité maximum à peu près constante, enfin, avec une transition brusque, un liseré étroit transparent (OO) traçant le contour polygonal. De plus, les azimuts de la cellule se différencient très nettement; le *noyau* central transparent est étoilé, les prolongements étant dirigés vers les sommets du polygone.

La *fig.* 5 résume un résultat expérimental, indépendant de toute hypothèse. Mais il m'a paru intéressant de rattacher cette inégalité de condensation pulvérulente aux quelques faits antérieurement connus.

Cette observation par transparence n'a pu être faite commodément qu'avec une cuve à fond de verre, chauffée et éclairée uniformément par en dessous. La division cellulaire subsiste; mais, à cause de la

mauvaise conductibilité du verre et des inégalités de conditions thermiques qui en résultent, les formes observées sont beaucoup plus irrégulières qu'avec une cuve métallique [1] (*fig.* 6).



Fig. 6. — Grandeur naturelle. Épaisseur : 1mm,2 environ.



Fig. 7. — Grandeur naturelle. Épaisseur : 0mm,810.

Cinquième méthode. — *Relief des filets internes.* — *Particules brillantes.* — L'inégalité de condensation des matières solides en suspension peut être utilisée, avec une cuve à fond métallique, d'une façon tout à fait différente, mais avec des particules solides de propriétés spéciales ; les conditions qu'elles doivent remplir sont d'être de forme lamellaire et de réfléchir vivement la lumière (graphite, aluminium en poudre). Les lamelles s'orientent de façon à ce que leur plus grande surface soit parallèle aux filets qui les entraînent ; elles tapissent donc tous les filets couverts de hachures (*fig.* 5), et, si l'on admet que la transition avec les filets sans particules s'effectue brusquement, on voit que la lumière incidente, parallèle ou diffuse, se réfléchira sur la surface limite comme sur un miroir métallique dépoli. Il en résulte un véritable *modelé* de cette

---

[1] A ce procédé par transparence se rattache la seule observation ancienne sur les tourbillons cellulaires que j'aie retrouvée. En 1855, E.-H. Weber (*Pogg. Ann.*) a décrit très minutieusement la division polygonale microscopique, mise en évidence par des particules solides en suspension, qui se forme dans un mélange d'alcool et d'eau s'évaporant en couche très mince sur la lamelle porte-objet d'un microscope. Chose étrange, E.-H. Weber s'est trompé sur le sens même de la circulation sur les filets liquides. O. Lehmann, qui rapporte son observation dans sa *Molekularphysik* (t. I, p. 250), a bien vu l'origine thermique du phénomène et rétabli le sens de la rotation. Quant à Weber lui-même, il n'hésitait pas à attribuer une origine électrique à cette circulation.

surface [1] : le cratère ascendant central forme un cône d'ombre, dessiné dans ses moindres détails, étoilé grâce à la différenciation des azimuts ; les parties horizontales supérieures réfléchissent vivement la lumière ; enfin la partie descendante abrupte, près de la cloison sans rotation, forme, entre les deux cellules contiguës, comme une coupure étroite, brutale, qui dessine le réseau polygonal par un trait d'ombre extrêmement net. La *fig.* 7, mieux que toute description, montre le relief saisissant qui en résulte ; mais la photographie ne peut rendre l'impression du mouvement même que donne l'observation directe : on voit la surface modelée métallique traduire exactement le mouvement permanent de l'espèce de tore étoilé qu'elle revêt.

Les méthodes mécaniques permettraient déjà une étude extrêmement détaillée de la circulation tourbillonnaire, mais n'offrent pas, pour l'étude des formes et des dimensions de cellules, la précision et la sécurité des méthodes optiques qui me restent à décrire. Ces dernières ont seules été employées dans les mesures définitives de dimensions effectuées avec des liquides purs. Seules les mesures de périodes ont été faites à l'aide de grains de poussière incorporés, le nombre de grains étant, d'ailleurs, réduit au strict minimum. Après l'exposition des méthodes optiques, j'indiquerai les résultats numériques.

SUR LA DÉVIATION LIMITE DE L'ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS ;

Par M. A.-B. CHAUVEAU.

Quand on veut appliquer à la mesure des potentiels élevés un électromètre à quadrants de sensibilité convenablement réduite par l'emploi d'une aiguille lourde et d'un bifilaire à grand écart, on constate qu'à partir d'une certaine valeur du potentiel la sensibilité décroît rapidement et que la déviation de l'aiguille atteint enfin une *valeur limite* qu'elle ne peut pas dépasser.

La limite *apparente* de la charge qui lui correspond est indépendante de la différence de potentiel entre les secteurs et varie dans le

[1] La reproduction typographique des clichés a malheureusement supprimé bien des détails.

même sens que la valeur du couple de torsion; elle tombe, par exemple, de 4.000 à 2.000 volts (*apparents*), si l'on réduit de 6 millimètres à 1 millimètre l'écart supérieur des brins du bifilaire. Cette dernière remarque est importante, car elle montre immédiatement que l'état d'isolement de l'appareil n'est pour rien dans l'existence de la déviation limite.

Nous avions constaté ce fait dès la fin de 1892, et nous l'avions cru nouveau. En réalité, il avait été signalé antérieurement d'abord par M. Hopkinson (1); puis par MM. Ayrton, Perry et Sumpner (2); mais, dans leur étude expérimentale du phénomène, ces physiciens semblent s'être peu préoccupés de rattacher les résultats obtenus aux conditions théoriques du fonctionnement de l'électromètre à quadrants.

Or l'existence, dans des conditions déterminées, d'une déviation limite de l'aiguille de l'électromètre est une conséquence de l'existence du couple directeur électrique, et de ce fait qu'il est pratiquement imposible de réaliser une symétrie parfaitement rigoureuse du système formé par l'aiguille et les secteurs.

Dans la théorie ordinaire de l'électromètre à quadrants, l'équilibre est exprimé par l'égalité :

$$B\delta = K, \tag{1}$$

entre le moment du couple de torsion $B\delta$ (la déviation δ restant petite) et le moment K du couple des actions électriques que l'on suppose indépendant de δ. En désignant par V_0, V_1 et V_2 les potentiels de l'aiguille et des deux paires de quadrants, on a, dans cette hypothèse,

$$K = k(V_1 - V_2)\left[V_0 - \frac{V_1 + V_2}{2}\right],$$

et, pour la charge symétrique, $V_1 = -V_2$,

$$K = 2kV_0V_1.$$

M. Gouy (3), en traitant plus complètement le problème et tenant compte de l'influence entre l'aiguille et les deux paires de quadrants et entre ces deux paires elles-mêmes, a montré que la formule précédente n'est qu'une approximation et que, pour des dimensions

(1) *Proceedings of the physical Society*, vol. VII, part. 1; 1885.
(2) *Mémoire présenté à la Société Royale*, le 4 juin 1891.
(3) *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 7; 1888.

finies de l'aiguille; l'équation exprimant l'équilibre est réellement de la forme :

$$B\delta = K + K'\delta. \quad (2)$$

Le couple des actions électriques est double : l'un des termes, K, est indépendant de δ ; l'autre, $K'\delta$, se joint au couple de torsion pour ramener l'aiguille au zéro, si K' est négatif, et tend à l'écarter de cette position dans le cas contraire. C'est le *couple directeur électrique*.

Dans la charge symétrique, les valeurs de K et de K' sont les suivantes :

$$K = 2\mu V_0 V_1,$$
$$K' = \alpha V_0^2 + 2(\lambda - \beta) V_1^2.$$

Le coefficient α est ainsi défini : C_0 désignant la capacité de l'aiguille, si nous supposons que, dans la position correspondant au zéro, le système est symétrique par rapport à un plan vertical, la variation de C_0 est indépendante du signe de la déviation, et nous pouvons écrire :

$$\Delta C_0 = \alpha\delta^2,$$

en négligeant les puissances de δ supérieures à la deuxième.

Si l'appareil était parfaitement construit et réglé, c'est-à-dire si le système de l'aiguille et des secteurs était exactement symétrique par rapport à l'axe de rotation de celle-ci, les fentes qui séparent les secteurs étant d'ailleurs très petites, la capacité C_0 devrait être indépendante de δ, et l'on aurait $\alpha = 0$. Mais ces conditions de rigoureuse symétrie ne sont jamais complètement réalisées et le coefficient α, tout en restant très petit, n'est pas nul.

Dans les expériences faites par M. Gouy pour mettre en évidence l'existence du couple directeur électrique, le moment du couple de torsion de la suspension, bifilaire ou unifilaire, est très faible; la différence de potentiel entre les secteurs a des valeurs considérables (jusqu'à 1.400 volts), tandis que le potentiel de l'aiguille, V_0, reste très petit. Le terme $\alpha V_0{}^2$ est rigoureusement négligeable, et l'expression de K' se réduit à :

$$K' = 2(\lambda - \beta) V_1^2 ;$$

le couple directeur électrique est proportionnel au carré de la diffé-

rence de potentiel entre les secteurs. C'est ce que vérifie l'expérience [1].

Dans le cas qui nous occupe, au contraire, l'aiguille est chargée à des potentiels de plusieurs milliers de volts et, pour conserver à la déviation une valeur suffisamment faible, les potentiels des secteurs sont en moyenne 100 fois moindres. Le terme αV_0^2 prend alors une importance considérable et peut être très grand devant $2(\lambda-\beta)V_1^2$.

La valeur de δ, donnée par l'équation d'équilibre, étant :

$$\delta = \frac{K}{B-K'} = \frac{2\mu V_0 V_1}{B - \alpha V_0^2 - 2(\lambda-\beta)V_1^2};$$

la dérivée $\frac{d\delta}{dV_0}$ s'annule pour

$$B + \alpha V_0^2 - 2(\lambda-\beta)V_1^2 = 0.$$

Si cette condition est possible, δ passe par un maximum pour les valeurs de V_0 égales et de signes contraires, qui la satisfont. Or c'est ce qui a lieu pour K' négatif, c'est-à-dire quand le couple directeur agit dans le même sens que le couple de suspension, car alors $\alpha V_0^2 + 2(\lambda-\beta)V_1^2 < 0$, et, quelle que soit le signe de $\lambda-\beta$, en raison de la grandeur relative du terme αV_0^2, on doit avoir encore $\alpha V_0^2 - 2(\lambda-\beta)V_1^2 < 0$, cette quantité conservant le signe de son premier terme.

Le coefficient α étant négatif, posons, pour simplifier, $\alpha_1 = -\alpha$; la dérivée $\frac{d\delta}{dV_0}$ s'annule pour

$$B - \alpha_1 V_1^2 - 2(\lambda-\beta)V_1^2 = 0,$$

et δ passe par un maximum pour les valeurs du potentiel données par :

$$V_0^2 = \frac{B - 2(\lambda-\beta)V_1^2}{\alpha_1},$$

ou sensiblement :

$$V_0^2 = \frac{B}{\alpha_1},$$

en négligeant le terme $2(\lambda-\beta)V_1^2$ devant la valeur B du couple de suspension qui, d'après ce que nous avons dit, est très grand.

---

[1] λ et β sont des coefficients très petits, pour la définition desquels nous renvoyons au mémoire de M. Gouy.

D'autre part, la dérivée seconde $\frac{d^2\delta}{dV_0^2}$ est constamment négative.

Ainsi le réglage de l'instrument étant supposé tel que l'effet du couple directeur s'ajoute à celui du couple de torsion pour ramener l'aiguille au zéro, la sensibilité va décroissant à mesure que le potentiel augmente, jusqu'à devenir nulle pour sa valeur $V_0 = \sqrt{\frac{B}{\alpha_1}}$, sensiblement indépendante de la différence de potentiel entre les secteurs et proportionnelle à la racine carrée du couple de torsion. La valeur maxima correspondante de la déviation a pour expression :

$$\Delta = \mu \frac{V_1}{\sqrt{B\alpha_1}},$$

proportionnelle à la différence de potentiel entre les secteurs et en raison inverse de la racine carrée du couple de torsion.

Nous avons cherché à vérifier les résultats par l'expérience autant que nous le permettaient les ressources très restreintes de notre installation [1].

I. La déviation limite, pour un même couple de torsion, est proportionnelle à la différence de potentiel entre les secteurs.

Expérience 1. — Électromètre à aiguille lourde (10 grammes); le couple de torsion est considérable. Les secteurs sont reliés aux deux pôles d'une pile au sulfate de magnésie [2] dont le milieu est au sol.

La déviation limite, mesurée sur l'échelle divisée de l'enregistreur, est évaluée en prenant la moyenne des deux lectures faites en intervertissant les pôles :

					Calculée.
± 25	éléments sur secteurs,	déviation limite	observée	$191^{mm},3$,	
± 15	—	—	—	113 ,8,	114,9
± 5	—	—	—	38 ,1,	38,3

Expérience 2. — Même instrument; l'écart du bifilaire est augmenté et, par suite, le couple de torsion :

					Calculée.
± 30	éléments sur secteurs,	déviation limite	observée	$79^{mm},0$,	
± 10	—	—	—	26 ,0,	26,3

(1) Ces expériences ont été faites au Bureau Central météorologique.

(2) L'élément zinc-sulfate de magnésie-cuivre a été signalé par M. Damien (*Recherches expérimentales sur la force électromotrice des piles à un liquide* : *Lumière électrique*, t. XVIII, p. 361 ; 1885) comme ayant une force électromotrice d'une constance remarquable ; cette propriété, jointe à sa grande simplicité et à son entretien facile, nous l'a fait adopter pour les piles en service continu de l'enregistreur de l'électricité atmosphérique.

Expérience 3. — Électromètre ordinaire ; le poids de l'aiguille est de 1 gramme environ, et le couple de torsion relativement faible :

		Calculée.
± 13 éléments sur secteurs, déviation limite observée	$192^{mm},5$	
± 5 — — —	63 ,8,	64,2

La valeur en volts du millimètre étant proportionnelle à la différence de potentiel entre les secteurs, il résulte évidemment de ce qui précède que la limite *apparente* des potentiels mesurables est indépendante de cette différence pour un même couple de torsion.

II. La déviation limite, pour une même différence de potentiel entre les secteurs, varie en raison inverse de la racine carrée du couple de torsion. La valeur en volts du millimètre, dans la mesure de la déviation, étant proportionnelle à ce même couple, cela revient à dire que la limite *apparente* des potentiels mesurables, pour un instrument déterminé, n'est pas constante et varie comme la racine carrée du couple de torsion.

Nous avons insisté plus haut sur l'importance de ce fait, qui prouve que les conditions où se trouve l'électromètre, au point de vue de la déperdition, ne sauraient intervenir dans l'explication de la déviation limite. Il est mis en évidence, d'une manière frappante, par l'expérience suivante.

Deux électromètres E_1 et E_2 sont reliés et placés côte à côte, de façon à donner leurs indications sur la même échelle divisée. Le premier, E_1, est à aiguille lourde (10 grammes) ; la valeur en volts du millimètre est 20. Dans le second, E_2, l'aiguille est légère (1 gramme), et la sensibilité, treize fois plus grande que celle de E_1, est réduite par la pile de charge, de façon à conserver la déviation dans les limites de l'échelle ; le millimètre de celle-ci correspond alors à 10 volts.

Les deux instruments sont chargés ensemble progressivement. Pour $\Delta_{E_2} = 125$ millimètres, la déviation limite de E_2 est atteinte ; elle correspond à un potentiel apparent de 1.250 volts. La déviation de E_1 est alors 103 millimètres, et cette valeur étant suffisamment éloignée de la limite donne sensiblement le potentiel vrai, 2.060 volts.

En continuant la charge, l'aiguille de E_2, butée à sa position limite, reste immobile (ou revient légèrement vers le zéro), pendant que la déviation de E_1 augmente jusqu'à $\Delta_{E_1} = 191$ millimètres, le potentiel apparent correspondant étant 3.820 volts.

Si l'on abandonne alors l'ensemble des deux appareils à la déperdition, la déviation de E_2 reste d'abord invariable (ou, si elle a diminué, revient à sa valeur limite), tandis que la déviation de E_1 décroît jusqu'à 103 millimètres. A partir de là les deux aiguilles reviennent ensemble vers le zéro.

Cette expérience est concluante et ne peut laisser aucun doute sur le sens du phénomène. Mais la vérification rigoureuse de la loi numérique indiquée par la théorie nous a paru présenter quelques difficultés. Dans la formule :

$$\Delta = \mu \frac{V_1}{\sqrt{B\alpha_1}},$$

interviennent en effet les coefficients μ et α_1, qui dépendent du réglage de l'électromètre; or, avec les gros fils de suspension dont nous faisions usage, ce réglage change presque toujours quand, pour faire varier le couple de torsion, on modifie l'écart des brins du bifilaire.

Nous n'avons pas réussi à nous mettre sûrement à l'abri de cette cause d'erreur. Les nombreux essais que nous avons faits dans ce but s'étant prolongés jusqu'au moment de remettre notre instrument en service continu à la tour Eiffel, nos expériences ont été interrompues, et nous ne donnerons ici que les résultats de l'une d'elles, obtenus dans des conditions assez bonnes, mais par le procédé le plus défectueux, en cherchant à déterminer directement, par la variation de distance des brins de bifilaire, la variation du couple de torsion [1].

L'instrument employé est l'électromètre à aiguille lourde. L'écart des brins, à la partie inférieure du bifilaire, restant invariable, nous avons donné successivement à la partie supérieure des écarts de 6 millimètres et de 1 millimètre. Les valeurs trouvées pour la limite apparente de la charge ont été 4.330 volts dans le premier cas, 2.115 volts dans le second. Le rapport de ces nombres est 2,05, tandis que le couple de torsion a varié dans le rapport de 6 à 1 dont la racine carrée est 2,45.

---

[1] Tandis que celle-ci se détermine beaucoup plus exactement par la variation de sensibilité; mais nous n'avions plus sous la main, au moment où cette expérience a été faite et où nous étions parvenus à obtenir à peu près la constance du réglage, les nombreux éléments de pile nécessaires à la graduation d'un électromètre aussi peu sensible.

La vérification est grossière; mais son insuffisance est due surtout au défaut de notre procédé expérimental et à l'incertitude qu'il laisse sur la variation du couple de torsion. Elle n'infirme donc point la loi.

Celle-ci, d'ailleurs, sous sa forme simple, ne doit être elle-même qu'une approximation. Nous avons admis, en effet, que, dans la position correspondant au zéro, le système de l'aiguille et des secteurs est symétrique par rapport à un plan vertical, de telle sorte que la variation de la capacité de l'aiguille soit indépendante du sens de la déviation. Or une telle condition sera difficilement réalisée d'une manière rigoureuse, et on en a la preuve dans ce fait que les déviations limites observées dans les deux sens, par le renversement des pôles, ne sont jamais identiques, quelles que soient les précautions prises pour assurer la symétrie de l'appareil aux potentiels moyens.

Nous avons donné plus haut, pour la valeur de la déviation δ;

$$\delta = \frac{K}{B - K'} = \frac{2\mu V_0 V_1}{B - \alpha V_0^2 - 2(\lambda - \beta) V_1^2},$$

ou sensiblement, dans les conditions où nous nous sommes placé,

$$\delta = \frac{2\mu V_0 V_1}{B - \alpha V_0^2},$$

et, en supposant K′, ou α, négatif, nous avons conclu à l'existence d'un maximum de déviation pour $V_0 = \sqrt{\frac{B}{-\alpha}}$. Le réglage de l'électromètre est alors tel que le couple directeur ajoute son effet à celui du couple de torsion pour ramener l'aiguille au zéro. C'est le cas ordinaire de la symétrie.

Supposons maintenant K′, ou α, positif; la dérivée

$$\frac{d\delta}{dV_0} = 2\mu V_1 \frac{B + \lambda V_0^2}{(B - \lambda V_0^2)^2},$$

qui représente la sensibilité, est constamment positive et croît constamment, comme la déviation δ, pour devenir avec elle infinie, quand $V_0 = \sqrt{\frac{B}{\alpha}}$.

Il suffit de modifier légèrement l'état du réglage primitif, par

exemple en retirant un peu le secteur mobile, pour réaliser l'une ou l'autre de ces conditions, suivant le sens de la déviation. La variation de capacité de l'aiguille change alors de signe avec ce sens et, tandis que, du côté des positifs, on observe, pour des potentiels croissants, une diminution de la sensibilité suivie d'un changement de signe quand la déviation limite est atteinte, on a, du côté des négatifs, une sensibilité croissante et la déviation sort rapidement du champ de l'appareil.

Telles sont les particularités que nous a présentées l'emploi de l'électromètre à quadrants pour la mesure des potentiels élevés. Les qualités de symétrie et d'isolement de cet électromètre en font le meilleur type d'instrument que l'on puisse employer dans les observations continues d'électricité atmosphérique où la mesure de hauts potentiels est nécessaire pendant les manifestations orageuses, pendant la pluie, la neige, certains brouillards. Il résulte de ce qui précède que, bien que des raisons, en quelque sorte théoriques, imposent une limite à l'usage de l'électromètre à quadrants, on peut cependant, par une construction suffisamment soignée et un mode de suspension de l'aiguille convenable, reculer cette limite de façon que l'instrument soit utilisable dans tous les cas, au moins au voisinage du sol. L'électromètre qui nous a servi dans cette étude, du type ordinaire et sans autres modifications que celles que nous avons indiquées, nous permet déjà de mesurer avec une suffisante précision des potentiels supérieurs à 2.000 volts. On irait aisément au delà en modifiant plus profondément l'appareil.

SUR LES DÉFORMATIONS PERMANENTES DES FILS MÉTALLIQUES;

Par E. LENOBLE [1].

Nous nous sommes proposé d'étudier l'*allongement par traction* des fils métalliques et d'établir les lois des déformations permanentes obtenues dans les expériences de traction.

Le dispositif employé pour charger les fils présentait un intérêt capital ; il fallait, en effet, éviter les oscillations pendulaires et surtout

[1] Résumé d'un travail, qui a fait l'objet d'une thèse présentée à la Faculté de Bordeaux (5 juillet 1900). Bordeaux ; Imprimerie Gounouilhou, 1900.

pouvoir passer *directement* d'une charge à une autre. Nous nous

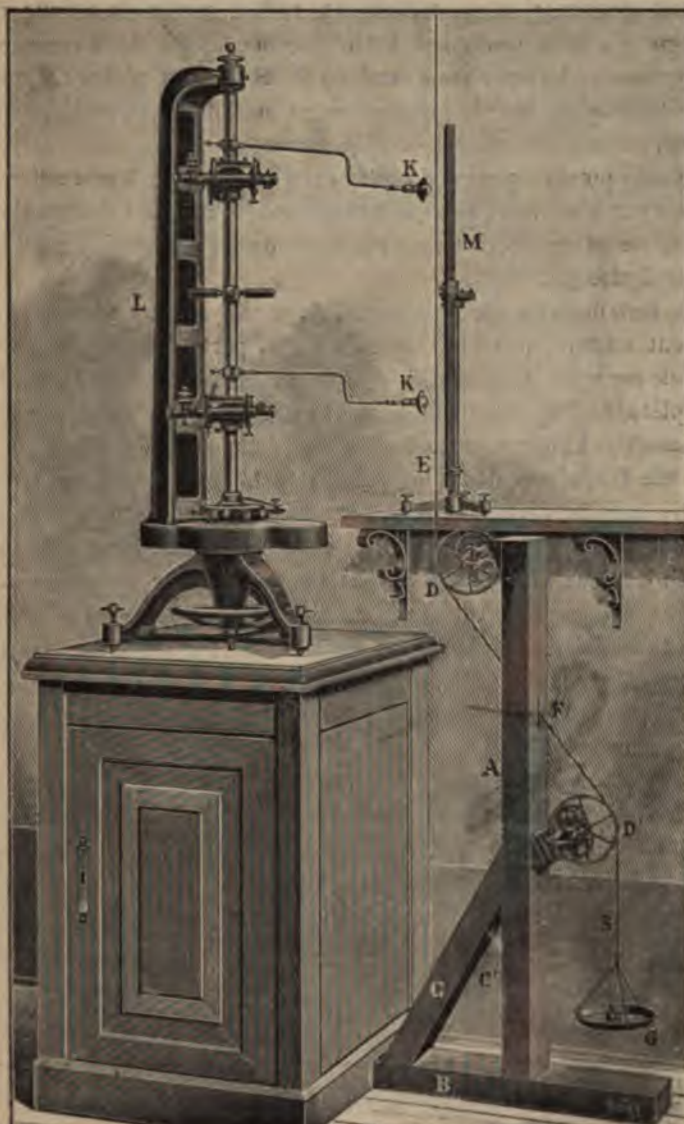


FIG. 1.

expliquons : Si, pour passer d'une charge de 600 grammes, par exemple, à une charge de 700 grammes, nous soulevons légèrement

le plateau afin d'y déposer, sans secousse, le poids supplémentaire de 100 grammes, nous faisons, en réalité, varier la valeur de la charge de 600 grammes à 0 gramme, puis de 0 gramme à 700 grammes lorsque nous rendons la liberté au plateau. Ce mode opératoire complique le phénomène et rend les observations moins nettes.

Afin de pouvoir passer *directement* d'une charge à une autre sans passer par zéro, nous nous sommes servi, après bien des essais préliminaires et de nombreuses modifications, du dispositif représenté sur la figure (1).

Un fort madrier en bois verni, A, monté sur un pied B et solidement soutenu par des traverses C, C′, porte deux équipages rappelant ceux de la machine d'Atwood. Afin d'assurer l'immobilité complète de l'appareil, le pied B est chargé de poids atteignant environ 100 kilogrammes. Le fil, fixé dans un étau attaché à une tige de fer vissée dans le plafond de la salle, porte un trait de repère vers la partie inférieure et s'attache à un petit anneau situé en E et non représenté sur la figure. De cet anneau part un fil d'acier Smith de deux dixièmes de millimètre de diamètre, qui passe sur les gorges des grandes roues en traversant une ouverture F ménagée dans le madrier et se termine à un S en fer qui supporte le plateau-charge. A l'aide de ce dispositif, nous pouvons faire varier la charge sans passer par zéro, en ajoutant sur le plateau ou en enlevant les poids convenables.

Dans notre installation, le madrier est descendu dans une cavité de 75 centimètres de profondeur, et les longueurs du fil sont relevées à l'aide d'un cathétomètre à deux lunettes de la Société Genevoise, installé sur un bloc de maçonnerie de 53 centimètres de hauteur [1].

Nous nous sommes proposé d'étudier, à l'aide de cet outillage perfectionné, l'action des variations cycliques de la charge sur les fils métalliques.

Soit un fil, fixé par la partie supérieure, portant un trait de

[1] Nos observations devaient se faire à température constante; pour cela, nous nous sommes emprisonné dans un véritable calorifère de Berthelot. Notre installation se trouve dans une cave à murs épais (au Laboratoire de Chimie de la Faculté libre des Sciences de Lille) et dont toutes les ouvertures sont munies de doubles parois. Un poêle à gaz de Wiesnegg, relié à un régulateur en forme d'U de P. Lequeux, nous permet d'y maintenir la température sensiblement constante pendant toute la durée d'une expérience.

repère à la partie inférieure et maintenu pendant toute la durée des observations à une température constante.

Appelons :

ω_0, la section initiale du fil ;
P, le poids qu'il porte ;
l_0, la longueur initiale depuis le point de suspension jusqu'au trait de repère ;
l, la longueur, à un instant donné, sous l'influence de charges supplémentaires.

Posons :

$$\pi = \frac{P}{\omega_0}, \text{ ce sera la charge par millimètre carré,}$$

$$\lambda = \frac{l - l_0}{l_0}, \text{ ce sera la dilatation linéaire.}$$

Sur un papier quadrillé, portons les longueurs ou les dilatations linéaires en abscisses et les charges en ordonnées ; nous pourrons ainsi suivre le mouvement du point figuratif.

Partons de la charge initiale P ; suffisante pour tendre convenablement le fil et appliquons successivement des poids supplémentaires $p, p', p'', \ldots, p_n$; enlevons ensuite les divers poids additionnels et revenons au poids initial P, nous aurons produit ce que nous appelons une *variation cyclique* de la charge, ou une *oscillation* double.

Lorsque la charge reprend sa valeur initiale, le fil, qui s'est allongé sous l'influence des charges supplémentaires, ne revient pas à sa longueur primitive l_0 ; il a subi un allongement ε ; nous disons qu'il y a *déformation permanente*.

Sous l'influence d'une deuxième oscillation, le fil subit une seconde déformation permanente, puis une troisième, et ainsi de suite, lorsqu'on poursuit les variations cycliques de la charge.

Deux cas sont à considérer, suivant que la valeur des charges employées est voisine ou éloignée de celle du poids qui détermine la rupture du fil.

CAS OU L'ON OBTIENT UN CYCLE.

Lorsque les charges employées sont toutes éloignées de celle qui provoque la rupture du fil, les oscillations conduisent à un parcours fixe du point figuratif que nous appelons *cycle fermé*.

Pour atteindre ce but, le point figuratif parcourt un chemin compliqué dont nous nous sommes efforcé de déterminer la forme.

a) *Forme de la première courbe ascendante.* — Lorsque la charge passe de la valeur inférieure à la valeur supérieure, le point figuratif parcourt une courbe dont la forme varie principalement avec la valeur relative des charges et leur durée d'action.

Supposons que la durée d'action des charges soit aussi courte que possible. Dans ce cas, si les charges employées sont toutes relativement faibles, le chemin parcouru est sinueux (*fig.* 2, courbe I) (1);

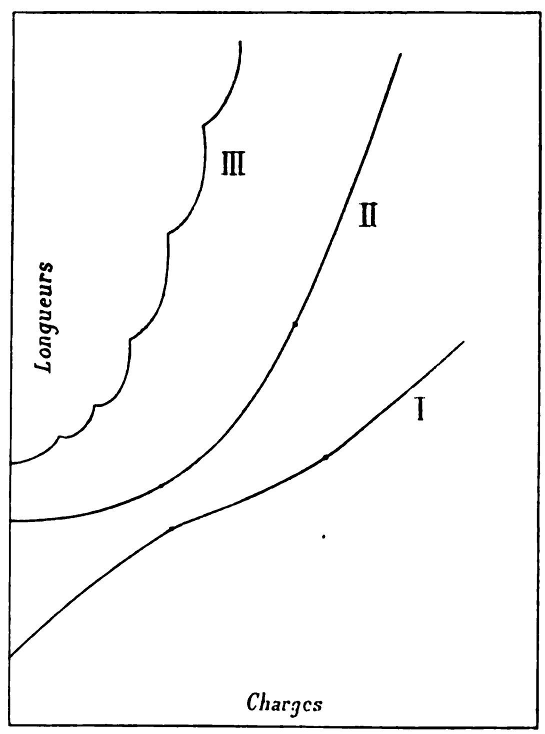


Fig. 2.

avec des charges moins faibles, le chemin est rectiligne, et si la valeur des charges devient plus forte, le tracé se relève : une cour-

(1) *Loc. cit.*, p. 33 et suivantes. Planche III, *fig.* 4 et 5 ; Planche IV, *fig.* 1.

bure commence à se manifester, et elle s'accentue au fur et à mesure que la valeur relative des charges augmente (*fig.* 2, courbe II).

Si la durée d'action des charges se prolonge, le point figuratif tend à se relever ; en exagérant notablement cette durée d'action des charges, nous avons obtenu non des courbes continues, mais des tracés à échelons (*fig.* 2, courbe III) (1), pour lesquels les relèvements verticaux sont d'autant plus grands que la valeur des charges est plus forte et leur durée d'action plus considérable.

b) *Forme de la première courbe descendante.* — En faisant varier lentement la charge de la valeur supérieure à la valeur inférieure, le point figuratif parcourt un nouveau chemin, toujours différent du précédent, puisqu'à cause de la déformation permanente le fil ne reprend pas sa longueur initiale sous l'influence de la charge inférieure.

Nous avons observé que la forme de cette première descendante se complique notablement, dès que la valeur des charges acquiert un peu d'importance. Comme précédemment, il se produit des relèvements verticaux, surtout avec les charges relativement fortes, et nous avons observé qu'après l'action de la charge supérieure le fil continuait à s'allonger, même sous l'action de charges plus faibles que la charge *maximum ;* de là une courbure du tracé nettement accusée dans la plupart des cas (2).

Lorsqu'on répète les oscillations, le point figuratif parcourt une double série de lignes ascendantes et de lignes descendantes, toutes semblables aux premières, mais pour lesquelles les courbures et les irrégularités vont en s'atténuant, en sorte que ces deux espèces de courbes tendent vers des lignes régulières que nous avons généralement réalisées après un grand nombre d'oscillations (*fig.* 3).

c) *Croisement des courbes ascendantes et des courbes descendantes.* — En montant, les ascendantes peuvent rencontrer les ascendantes précédemment décrites et les couper en un ou plusieurs points, produisant ainsi des boucles simples ou multiples.

Les boucles multiples s'observent avec les métaux mous peu écrouis soumis à l'action de charges relativement faibles (3). Dans les autres cas, nous avons observé, le plus souvent, la formation de boucles *sinistrorsum* simples.

---

(1) *Loc. cit.*, p. 32 ; et Planche III, *fig.* 2 et 3.
(2) *Loc. cit.*, p. 38 et suivantes ; Planche IV, *fig.* 4 ; Planche V, *fig.* 1.
(3) *Loc. cit.*, p. 70 et suivantes.

d) *Réalisation du cycle.* — Enfin, en poursuivant longtemps les oscillations, nous avons vu que les fils tendaient vers un état fixe : le point figuratif parcourait constamment le même chemin quand nous reproduisions les variations cycliques de la charge. Nous avions donc réalisé un *cycle fermé.*

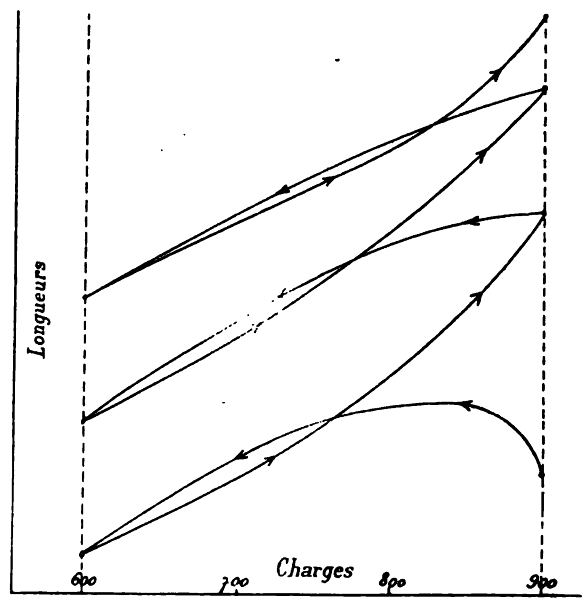


Fig. 3.

Les métaux mous fournissent, en général, un cycle ayant la forme d'une boucle sinistrorsum, tandis que les métaux écrouis donnent des cycles beaucoup plus aplatis, se réduisant fréquemment à une double ligne droite (¹).

e) *Déplacement du cycle par une charge perturbatrice.* — L'état limite précédent étant réalisé, nous pouvons produire une perturbation du système en le soumettant, pendant un instant très court, à l'action d'une charge supérieure.

Si, la modification étant produite, nous recommençons à osciller, comme précédemment, entre les mêmes limites inférieure et supérieure, nous observons que le point figuratif décrit une double série

(¹) *Loc. cit.*, p. 52 ; Planche VII, *fig.* 3 et 4.

de courbes qui se coupent et qui aboutissent à un nouveau parcours fixe toujours différent du premier.

f) *Cycle limite-des-limites.* — En répétant un grand nombre de fois l'action de la surcharge et en faisant suivre chaque fois d'une série d'oscillations, nous avons réalisé une suite de cycles limites allant en se rapprochant et tendant vers une nouvelle limite que nous avons appelée : cycle *limite-des-limites.*

Ces différents cycles s'obtiennent plus facilement avec les métaux écrouis qu'avec les métaux mous, non écrouis ou recuits. Pour ceux-ci, il faut produire un très grand nombre d'oscillations pour les réaliser; c'est ainsi que dans une de nos expériences [1], faite sur un fil de platine recuit, il nous a fallu produire 520 oscillations pour réaliser le premier cycle et appliquer 40 fois la surcharge avant d'obtenir le cycle limite-des-limites.

Voici, à titre d'exemple, les détails de l'une de nos expériences.

Expérience du 21 juillet 1898. — Fil de platine écroui de trois dixièmes de millimètre de diamètre.

Charge initiale : 600 grammes.

Les essais réalisés devaient être comparés aux résultats obtenus sur d'autres fils semblables. Afin d'amener tous ces fils dans un même état initial, nous les avons tous soumis à l'action de 200 oscillations entre 0 gramme et la charge inférieure de 600 grammes. Nous réalisons ces oscillations en levant et en abaissant successivement le plateau portant les poids.

Longueur initiale du fil après ces oscillations : 599 millimètres, 290.

Charges oscillatoires : 600 grammes, 1.200 grammes, 1.800 grammes, 2.400 grammes et 1.500 grammes.

Nous avons produit 85 oscillations doubles pour obtenir le premier cycle et pour les autres cycles, après l'action de la surcharge : 46 oscillations pour I, 31 pour II, 26 pour III, 41 pour IV et 21 pour V.

---

[1] *Loc. cit.*, Planche V, *fig.* 2, et Planche VI.

Valeurs des allongements relatifs λ.

Charges totales en grammes.	Cycles. α	I	II	III	IV	V	Différences.
600	0,00051	0,00067	0,00071	0,00073	0,00077	0,00076	
							0,00047
1.200	0,00097	0,00114	0,00119	0,00121	0,00124	0,00123	
							0,00024 × 2 = 0,00048
1.500	0,00120	0,00137	0,00140	0,00141	0,00146	0,00147	
							0,00023 × 2 = 0,00046
1.800	0,00143	0,00160	0,00162	0,00166	0,00169	0,00170	
							0,00044
2.400	0,00189	0,00202	0,00207	0,00210	0,00214	0,00214	

Le cycle limite-des-limites est représenté sensiblement par une double ligne droite (1).

g) *Variation lente des cycles.* — Tous ces cycles ne représentent pas des états limites stables. Lorsqu'après les avoir réalisés nous poursuivions les oscillations nous observions un déplacement lent et régulier de ces divers cycles; mais nous n'obtenions ce résultat qu'après avoir produit un très grand nombre d'oscillations (2).

CAS OU L'ON N'OBTIENT PLUS DE CYCLE.

Si les charges que l'on emploie pour produire des oscillations se rapprochent de celle qui détermine la rupture du fil, le phénomène change d'allure : il ne se produit plus de cycle.

Nous distinguerons deux cas, suivant que les charges sont peu voisines ou très voisines de la charge de rupture.

a) *Charges peu voisines de la rupture.* — Dans ce cas, le point figuratif parcourt des courbes formant à gauche des boucles *sinistrorsum*. Les différentes spires, d'abord très écartées, vont en se rapprochant, et elles tendent à devenir équidistantes. Les courbes descendantes qui, au début, montent de droite à gauche, deviennent horizontales, puis s'inclinent de plus en plus vers la gauche. Et le phénomène se poursuit dans ces conditions, jusqu'à ce que le fil se rompe (3).

b) *Charge très voisine de la rupture.* — Avec les charges très voisines de la rupture, les boucles disparaissent complètement, et les

(1) *Loc. cit.*, Planche XI, *fig.* 1.

(2) *Loc. cit.*, p. 58 et suivantes, 82 et suivantes. Les courbes représentées sont toutes du type de celle de la *fig.* 3.

(3) *Loc. cit.*, p. 94 et suiv.; Planches XII, XIII, XIV et XV.

lignes descendantes restent constamment inclinées vers la droite, surtout dans leur première moitié, de telle sorte que le fil continue à s'allonger, même sous l'influence des charges décroissantes, jusqu'à ce que se produise la rupture [1].

C'est ce que montrent nettement les résultats que nous avons obtenus avec un fil de plomb; nous les donnons comme exemple.

Pour cet essai, notre installation ordinaire ne pouvait convenir; l'allongement est si rapide qu'il est impossible de suivre le déplacement du point de repère avec la lunette du cathétomètre.

Nous nous sommes servi du support d'une balance de Joly. Le fil de plomb était placé verticalement devant le miroir et portait deux traits de repère; la partie supérieure du fil s'enroulait sur une tige horizontale et la partie inférieure soutenait un petit plateau.

Un observateur était placé devant chaque point de repère et s'efforçait de lire, aussi rapidement que possible, après l'application de chaque charge, la hauteur correspondante, en appréciant le dixième de millimètre. Un troisième observateur plaçait les poids dans le plateau.

Expérience du 3 octobre 1898. — Fil de plomb de 1 millimètre de diamètre.

Longueurs observées.

	Longueurs en millimètres.		
Charges en grammes.	Premier observateur.	Deuxième observateur.	Différences.
600	459,2	7,0	452,2
1.100	469,0	10,0	459,0
1.200	473,0	10,9	462,1
1.300	481,0	12,1	468,9
1.400	485,0	15,0	470,0
1.450	497,0	16,0	481,0
1.500	504,0	18,0	486,0
1.450	506,0	18,4	487,6
1.400	506,0	18,8	487,2
1.450	507,5	19,1	488,4
1.500	510,8	19,8	491,0
1.450	512,0	19,9	492,1
1.400	512,25	20,0	492,25
1.450	513,0	20,0	493,0
1.500	515,25	20,7	494,55
1.450	516,25	21,0	495,25
1.400	516,50	21,0	495,5

[1] *Loc. cit.*, p. 103 et suiv.; Planche XVI.

Charges en grammes.	Longueurs en millimètres. Premier observateur.	Deuxième observateur.	Différences.
1.450	517,25	21,0	496,25
1.500	519,25	21,6	497,65
1.450	520,25	22,0	498,25
1.400	520,25	21,9	498,35
1.450	521,0	21,9	499,1
1.500	522,5	22,2	500,3
1.450	523,25	22,5	500,75
1.400	523,25	22,5	500,75
1.450	524,25	22,8	501,45
1.500	525,50	23,5	502,0
1.450	525,75	23,0	502,75
1.400	527,0	24,0	503,0
1.450	527,75	24,0	503,75
1.500	529,25	24,0	505,25
1.450	530,0	24,1	505,9
1.400	530,25	23,9	506,35
1.450	530,50	24,1	506,40
1.500	532,50	24,7	507,8
1.450	533,25	24,9	508,35
1.400	533,50	25,0	508,5
1.450	534,0	25,2	508,8
1.500	535,25	25,6	509,65
1.450	Le fil se rompt.		

La longueur du fil n'a pas cessé de croître, même sous l'influence des charges décroissantes([1]). On peut résumer les résultats relatifs aux charges fortes en disant que : pour les charges peu voisines de la rupture, les courbes forment des boucles sinistrorsum, et les spires tendent à devenir équidistantes ; pour les charges très voisines de la rupture, il n'y a plus de boucles, les lignes descendantes (correspondant aux charges décroissantes) s'inclinent de plus en plus vers la droite, jusqu'à ce qu'on arrive à la rupture.

Dans le cas des charges relativement faibles, notre travail établit que l'on arrive, après une série d'oscillations, à un cycle limite, fermé et généralement sinistrorsum. Ce cycle limite se déplace sous l'influence d'une surcharge, et les cycles limites obtenus en faisant intervenir cette surcharge tendent vers un nouvel état limite : le cycle limite-des-limites.

Nous obtenons ainsi des résultats qui présentent un parallélisme remarquable avec ceux qu'a obtenus M. Marchis dans ses études sur

([1]) *Loc. cit.*, p. 105 et suiv. ; Planche XVII, *fig.* 1.

la déformation permanente du verre; les variables étaient alors la température, et le volume spécifique du verre. M. Marchis arrive à cette conclusion :

Lorsqu'on se donne le volume spécifique V et la température T d'une masse donnée, l'état de cette masse n'est pas entièrement défini : à ces variables il faudra joindre un autre, X, caractérisant le degré atteint, en cette masse de verre, par une certaine modification allotropique ou chimique.

Les résultats obtenus dans nos essais sur les fils métalliques viennent à l'appui de cette manière de voir : la discussion de nos mesures conduit également à l'introduction de cette nouvelle variable pour définir l'état d'un fil métallique.

SUR LES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL AU CONTACT ENTRE LE MERCURE ET LES CHLORURES DE POTASSIUM ET DE SODIUM;

Par M. ROTTÉ.

La théorie de M. Nernst conduit à admettre que deux dissolutions de chlorure de sodium et de chlorure de potassium normales, c'est-à-dire contenant une molécule-gramme par litre, présentent avec le mercure-calomel (mercure saupoudré de calomel) la même différence de potentiel au contact. Si on désigne par D le mercure saupoudré de calomel, on doit avoir, d'après la notation usitée :

$$D \mid NaCl = D \mid KCl.$$

Plusieurs expérimentateurs ont déterminé les différences de potentiel entre le mercure et différents électrolytes [1]; mais, comme l'a indiqué récemment M. Couette [2], il était nécessaire de vérifier directement l'égalité précédente « en cherchant la différence de potentiel qui donne la tension superficielle maxima dans un électromètre capillaire, dans lequel le liquide serait une dissolution de KCl et de NaCl avec le grand mercure saupoudré de calomel ».

Un appareil dont je me sers actuellement pour étudier les

---

(1) Bichat et Blondlot, *Comptes Rendus*, t. C, p. 791; — Neumann, *Zeitschrift für Physik. Chem.*, t. XIV; — Ostwald, *Zeitschrift*, t. I; — Paschen, *Wied. Ann.*, t. XLI.

(2) Voir ce volume, p. 200.

différences de potentiel au contact m'a permis de faire facilement cette vérification directe : c'est un électromètre capillaire à tube gradué et à ampoule mobile, ne différant de l'instrument ordinaire que par la forme de la cuvette; la pointe plonge dans un tube de verre communiquant avec un tube plus large. Un robinet R, placé à la partie inférieure de ce système de vases communicants permet de les vider complètement et de changer les liquides. Le tube et la cuvette sont isolés du support par des pièces d'ébonite. Le large mercure est contenu au fond d'un vase de verre et recouvert d'un liquide identique à celui de la cuvette. Un siphon à poire permet de les faire communiquer entre eux.

On peut alors, par la méthode de M. Lippmann, déterminer la force électromotrice correspondant au maximum de tension capillaire. La courbe construite en portant en abscisses les différences de potentiels en volts, et en ordonnées les variations de pressions en millimètres, permet d'obtenir la valeur du maximum en cherchant le point où la tangente est horizontale. La précision que l'on peut atteindre est d'environ $0^v,005$.

La première expérience faite avec du mercure n'ayant jamais servi a été la détermination de la courbe relative à l'acide sulfurique, le large mercure étant saupoudré de sulfate mercureux(1). Le nombre obtenu a été $0^v,97$.

Après cette expérience préalable, le mercure coulant par la pointe, la cuvette a été vidée et lavée à plusieurs reprises à l'eau distillée. En faisant remonter le mercure dans la pointe ou bien en l'en faisant sortir, on a également pu laver la pointe à l'eau distillée. On s'est enfin assuré que les dernières eaux de lavage ne contenaient plus d'acide sulfurique.

La cuvette a alors été remplie d'une solution normale de chlorure de sodium, le large mercure recouvert de calomel et de la même dissolution.

Voici les résultats obtenus, le compensateur étant étalonné au moyen d'un élément Latimer-Clark, dont la force électromotrice à la température t est représentée par :

$$E_t = 1,435\,[1 - 0,00082(t - 15)].$$

(1) On peut ainsi obtenir des nombres constants, même après un très court intervalle de temps.

En déterminant le maximum soit directement, soit par le tracé de la courbe, on est conduit à une valeur très voisine de 0v,56.

Avant de faire l'expérience avec le chlorure de potassium, j'ai pensé qu'il était bon de s'assurer que la surface du petit mercure n'avait pas été altérée. Après les lavages avec les précautions nécessaires, l'expérience relative au maximum pour l'acide sulfurique a été reprise et a donné le même résultat, 0v,97.

Après avoir été ainsi assuré que la surface mercurielle restait inaltérée, le liquide a été remplacé par du chlorure de potassium en solution normale.

La température moyenne étant de 24°, la force électromotrice du Latimer Clark, 1v,423, le nombre correspondant d'unités du compensateur 7.750, les résultats obtenus furent les suivants :

Soit directement, soit par le tracé de la courbe, on obtient un nombre voisin de 0v,562 (1).

Comme la précision de la méthode n'atteint pas le millième de volt, on peut seulement dire que, tout au moins au degré de précision des expériences, les forces électromotrices correspondant au maximum de tension capillaire pour une solution normale de KCl et une solution normale de NaCl sont très voisines de 0v,56.

C'est là un résultat expérimental indépendant de toute théorie(2).

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. II; 1900.

J. STARK. — Aenderung der Leitfähigkeit von Gasen durch einen stetigen elektrischen Strom (Variation de la conductibilité des gaz pour des courants électriques continus). — P. 62-72.

On sait que, pour les gaz, la vitesse de transport du cathion n'est jamais inférieure à celle de l'anion. Par suite, un courant électrique devra, en général, diminuer la conductivité du gaz au voisinage de la cathode et l'augmenter au voisinage de l'anode.

(1) Le nombre déterminé par M. Neumann et généralement adopté est 0v,56.

(2) Toutes ces mesures ont été faites en présence de l'air; dans les piles, pour lesquelles surtout les différences de potentiel au contact sont intéressantes, c'est toujours en présence de solutions aérées qu'on se trouve.

Telle est l'interprétation que propose définitivement l'auteur de ses expériences antérieures [1] sur les courants qui prennent naissance dans les gaz raréfiés d'une lampe à incandescence.

N. UMOW. — Ueber eine Methode objectiver Darstellung der Eigenschaften des polarisirten Lichtes (Expérience de cours pour représenter les propriétés de la lumière polarisée). — P. 72-78.

Un cône de verre, de 68° d'ouverture, peut servir d'analyseur pour un faisceau de lumière polarisée, tombant dans une direction parallèle à son axe. Avec une lame mince de quartz dextrogyre, perpendiculaire à l'axe, et placée entre le polariseur et le cône, la série des couleurs du spectre : violet, indigo, bleu, etc., apparaîtra, distribuée sur un écran, dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre. La distribution serait inverse par une lame de quartz lévogyre.

F. Carré.

G. JAUMANN. — Rotirendes Magnetfähnchen (Moulinet magnétique). — P. 96-100.

L'auteur donne ce nom au système constitué par un petit aimant mobile autour d'un axe, par rapport auquel il n'est pas symétrique. Placé près d'un conducteur parcouru par un courant, l'aimant se place simplement dans la direction du champ. Mais, si on le place à l'intérieur même du conducteur, son axe parallèle à la direction du courant, il prend un mouvement de rotation qui, en particulier, a une vitesse constante si l'axe du moulinet coïncide avec celui du courant. On peut prendre, comme conducteur, du mercure ou un électrolyte placés dans un vase cylindrique. La rapidité du mouvement croît avec l'intensité du courant. Le mouvement de l'aimant produit une force contre-électromotrice, qu'on peut mettre en évidence expérimentalement, et qui dépend de la différence entre la vitesse de l'aimant et celle que le mercure a acquise sous l'influence du mouvement de l'aimant.

Ch. Maurain.

---

[1] *Wied. Ann.*, 1899, p. 942 ; — *J. de Phys.*, 1899 ; p. 648.

H. WANNER. — Photometrische Messungen der Strahlung schwarzer Körper (Mesures photométriques de la radiation des corps noirs). — P. 141-158.

La formule de Wien et Planck :

$$J = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \tag{1}$$

peut s'écrire :

$$\log J = \gamma_1 - \gamma_2 \cdot \frac{1}{T},$$

en posant :

$$\gamma_2 = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \log e.$$

Log J doit donc être une fonction linéaire de $\frac{1}{T}$, et l'inclinaison de la droite représentative de cette fonction permettrait de déterminer la constante c_2 de la formule (1).

Les mesures photométriques ont été exécutées avec les photomètres de Kœnig et de Vierordt. Les températures, estimées à l'aide du couple thermo-électrique Pt — Rh, ont été portées de 720° à 1.280°. Les longueurs d'onde ont varié entre 0,4861 et 0,6678 μ.

La vérification se fait avec une grande exactitude. Il en découle une méthode de mesure très sûre pour les très hautes températures.

W. KAUFMANN. — Elektrodynamische Eigentümlichkeiten leitender Gase (Propriétés électrodynamiques des gaz conducteurs). — P. 158-179.

Un circuit fermé, de force électromotrice E_0, de résistance R, de self-induction L, renferme une colonne gazeuse, opposant une différence de potentiel E. Soit I' l'intensité du courant stationnaire, on aura :

$$E_0 - IR = E = f(I).$$

Si la courbe caractéristique $E = f(I)$ était connue, l'équation précédente permettrait de résoudre graphiquement tous les problèmes relatifs au système considéré.

L'auteur recherche les conditions auxquelles le régime obtenu sera stable ou instable.

Pour une petite variation de courant, on aura :

$$E_0 - IR - E = L \frac{dI}{dt},$$

ou, en posant

$$I = I' + \eta,$$

$$E_0 - (I' + \eta) R - \left(E + \frac{\partial E}{\partial I} \cdot \eta\right) = L \left(\frac{\partial I'}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial t}\right).$$

Or

$$E_0 - I'R - E = 0, \qquad \frac{\partial I'}{\partial t} = 0.$$

On a donc

$$L \frac{\partial \eta}{\partial t} = - \eta \left[R + \frac{\partial E}{\partial I}\right],$$

ou encore

$$\eta = \eta_0 \cdot e^{-\frac{1}{L}\left(R + \frac{\partial E}{\partial I}\right) t}.$$

Le régime obtenu sera donc :

stable, si $R + \frac{\partial E}{\partial I} > 0$,

instable, si $R + \frac{\partial E}{\partial I} < 0$.

Cette idée théorique permet à l'auteur d'expliquer très simplement un grand nombre des phénomènes si complexes que présentent les décharges électriques à travers les gaz. Citons seulement le passage de l'effluve à l'étincelle ou le passage inverse; les particularités présentées par le potentiel de décharge, les retards observés dans la production de l'étincelle, l'influence des radiations sur la nature de la décharge, et les conditions pour lesquelles le courant peut être continu ou intermittent dans une colonne gazeuse, placée en dérivation avec un condensateur. F. CARRÉ.

K.-R. JOHNSON. — Ueber den Extrastrom beim Unterbrechen eine elektrischen Stromkreises (Sur l'extracourant de rupture). — P. 179-185.

Discussion des hypothèses qu'on peut faire relativement à la nature de la variation de la force électromotrice dans un circuit, immédiatement après l'ouverture du circuit. D'après l'auteur, il se produirait des oscillations hertziennes, d'intensité très rapidement décroissante. Ch. MAURAIN.

C. BENDER. — Brechungsexponenten normaler Salzlösungen (Indices de réfraction de solutions salines normales) (3e mémoire). — P. 186-196.

Les expériences ont porté sur des solutions de chlorure de potassium ; l'auteur donne avec détail les résultats relatifs à la variation de l'indice avec la température t et la concentration γ, qu'il représente par des formules de la forme :

$$n = a - bt - ct^2$$

et

$$n = a' + b'\gamma - c'\gamma^2.$$

Ch. MAURAIN.

M. ESCHENHAGEN. — Werte der erdmagnetischen Elemente zu Postdam für das Jahr 1899 (Valeur des éléments du magnétisme terrestre à Postdam, en 1899). — P. 197.

Les nombres donnés sont les moyennes des observations journalières.

Éléments	Valeur p. 1899	Variation par rapport à la valeur en 1898
Déclinaison..............	10° 0,7′	— 4,3′
Composante horizontale ..	0,18818	+ 0,00024
Composante verticale.....	0,43392	— 0,00016
Inclinaison..............	60° 33,3′	— 2′
Intensité totale	0,47297	— 0,00005

Ch. MAURAIN.

E. PRINGSHEIM. — Bemerkungen zu einem Versuche des Hrn. Mathias Cantor (Remarques sur un travail de M. Mathias Cantor). — P. 199-200.

Dans ce travail [1], M. Cantor a étudié l'absorption exercée sur la lumière par des gaz rendus lumineux par des décharges électriques ; il est arrivé à cette conclusion que, malgré l'émission considérable de lumière, l'absorption est très faible. M. Pringsheim discute cette conclusion et ne croit pas qu'on puisse la considérer comme bien établie par les expériences de M. Cantor.

Ch. MAURAIN.

[1] M. CANTOR, *Ann. d. Physik*, t. I, p. 462 ; 1900.

Ludwig KALLIR. — Ueber den Verlauf des Unterbrechungsfunkens im Wechselstromkreise bei Metallelektroden, insbesondere bei Quecksilberelektroden (Sur la nature de l'étincelle de rupture dans un circuit à courant alternatif pour des électrodes de métal et en particulier de mercure). — P. 250-265.

Le procédé de recherche consistait à obtenir la photographie des étincelles de rupture, sur une plaque se déplaçant avec une vitesse connue. On connaissait d'ailleurs la période du courant alternatif. Les photographies ont des aspects variés, dépendant de plusieurs facteurs (force électromotrice, intensité du courant, vitesse d'interruption, moment de la période auquel se produit l'interruption). Cependant leur examen conduit à des résultats généraux : dans l'air à la pression atmosphérique, l'étincelle de rupture a ordinairement une durée moindre qu'une demi-période ; avec une grande force électromotrice, une grande intensité et une faible vitesse d'interruption, la durée peut aller jusqu'à une dizaine de périodes. Ces longues étincelles se composent de jets de même direction, régulièrement espacés. Dans l'air raréfié, les conditions changent : la durée augmente, et les jets dont se compose l'étincelle ont lieu dans les deux sens.

La nature du circuit (inductif ou non) n'a pas d'influence sensible.

Ch. Maurain.

A. ABT. — Thermoelektromotorische Kraft einiger Metalloxyde und Metallsulfide in Verbindung miteinander und mit einfachen Metallen bei 100° Temperaturunterschied der Berührungsstellen (Force électromotrice thermoélectrique de quelques couples formés d'oxydes et de sulfures métalliques, et de couples formés par ces corps et des métaux, pour une différence de température de 100°). — P. 266-279.

Au début, la force électromotrice de ces couples varie, en décroissant à partir d'une valeur maximum, et ce n'est qu'au bout d'un temps assez long qu'elle devient à peu près constante. Elle est notablement plus grande, dans la plupart des cas, que celle des couples métalliques, mesurée pour les mêmes températures. Ainsi le couple pyrite-chalcopyrite a une force électromotrice environ huit fois plus grande que celle du couple bismuth-antimoine. Les corps étudiés, en dehors des métaux sont : pyrolusite, chalcopyrite, pyrrhotite, oxyde de nickel, pyrite, talène.

Ch. Maurain.

AUGUST SCHMAUSS. — Ueber anomale elektromagnetische Rotationsdispersion (Sur la dispersion anomale dans le pouvoir rotatoire magnétique). — P. 280-294.

Les mesures de l'auteur ont porté sur des solutions de fuchsine, d'éosine, de cyanine, de rouge de naphtaline, et sur le verre de didyme. La variation du pouvoir rotatoire avec la longueur d'onde a tout à fait la même allure que celle de l'indice de réfraction ; elle devient anomale dans le voisinage des bandes d'absorption, et les anomalies sont d'autant plus marquées que la concentration est plus grande. Les anomalies sont plus ou moins accusées, suivant que les bandes d'absorption correspondantes le sont elles-mêmes.

Ch. MAURAIN.

WARBURG. — Ueber die Spitzenentladung (Sur la décharge par les pointes). — P. 295.

On étudie la décharge entre un plan métallique uni à la terre et une pointe maintenue à un potentiel constant par une machine électrostatique ou une batterie d'accumulateurs de 600 éléments.

Pour un courant constant, la différence de potentiel entre la pointe et une sonde placée entre la pointe et la plaque est la plus grande, si la pointe est positive ; pour des potentiels constants, le courant qui traverse l'air est le plus grand si la pointe est négative.

Dans la décharge à travers la flamme, la plus grande chute de potentiel se produit à la cathode. La chute de potentiel à l'intérieur de la flamme est très faible ; cette dernière commence par décroître quand le courant croît, passe par un minimum pour croître encore.

Si la pointe est positive, l'intensité du courant est la même dans l'azote récemment préparé ou préparé depuis quelque temps.

Au contraire, si la pointe est négative, l'intensité est beaucoup plus grande dans l'azote fraîchement préparé.

L'impureté qui produit cet effet est l'oxygène, et la cause de cette diminution du courant dans l'effluve négative est la formation d'ozone, qui est plus considérable si la pointe est négative. Dans les gaz qui ne contiennent pas trace d'oxygène, le courant est sensiblement constant, indépendant de la température ; dans les gaz qui contiennent de l'oxygène, le courant dépend de la température, et on sait que celle-ci influe sur la formation de l'ozone.

R. SWYNGEDAUW.

H. DU BOIS. — Magnetische Präcisionswaage (Balance magnétique de précision). — P. 317-331.

Perfectionnements ayant pour but d'augmenter la précision d'un appareil destiné à la pratique courante.

G.-A. HEMSALECH. — Ueber das Bandenspectrum des Aluminiums (Spectres de bandes de l'aluminium). — P. 331-335.

L. Arons [1] avait observé que l'arc électrique, jaillissant entre deux électrodes d'aluminium, donne un spectre de bandes dans l'azote et dans l'hydrogène ; il en avait conclu que ce spectre est dû au métal et non pas à un oxyde, comme l'avaient supposé quelques observateurs.

G.-A. Hemsalech apporte quelques observations personnelles à l'appui de cette opinion.

O. BEHRENDSEN. — Das Verhalten des « Radiums » bei tiefer Temperatur (Propriétés du radium à basse température). — P. 335-338.

Il y a parallélisme absolu entre l'action exercée par les basses températures sur les substances radio-actives et celle que MM. Lumière [2] avaient précédemment observée, dans les mêmes circonstances, sur les corps phosphorescents.

H. FRANK. — Ueber den Einfluss des Härtens, Abschreckens und der Temperaturcyclen auf das Magnetische Moment und den Temperatur-coefficienten permanenter Stahlmagnete (Influence de la trempe, du recuit et des cycles de températures sur le moment magnétique et son coefficient de variation avec la température des aimants permanents d'acier). — P. 338-359.

Les moments magnétiques, mesurés par la déviation d'un magnétomètre, placé dans la première position principale, ont donné les résultats suivants :

1° Si on élève progressivement la température de trempe de

(1) *Ann. der Phys.*, 1900, p. 700.
(2) A. et L. Lumière, *Compt. Rend.*, 1899, p. 359 et 549.

l'acier employé, le moment magnétique commence par croître, passe par un maximum pour le rouge blanc et décroît ensuite ;

2° Le coefficient de variation du moment magnétique avec la température diminue constamment, quand on élève la température de trempe. Il changerait même de signe aux températures très élevées ;

3° Ce coefficient décroît, quand on augmente le rapport des dimensions longitudinales aux dimensions transversales de l'aimant ;

4° Les cycles fermés de températures n'ont permis de constater aucune hystérésis notable.

F. CARRÉ.

P. LENARD. — **Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultra-violette Licht** (Production de rayons cathodiques par la lumière ultra-violette). — P. 359.

Les particules arrachées sous l'action des rayons ultra-violets ne sont pas les vecteurs principaux de l'électricité ; une électrode de Na n'abandonne pas de trace appréciable au spectroscope.

Le caractère unipolaire du phénomène et les recherches de M. Righi ont conduit M. Lenard à supposer que la déperdition se faisait par une émission de rayons cathodiques.

Pour faire la preuve de cette hypothèse, il emploie un tube à vide contenant deux électrodes planes et parallèles en aluminium, l'une U qui sera la surface éclairée, l'autre E percée d'un trou central, unie à la terre d'une façon permanente et jouant le rôle de diaphragme ; les rayons cathodiques seront reçus sur deux électrodes α et β, sur α s'ils sont rectilignes, sur β s'ils sont déviés d'un certain angle.

Un tube latéral, fermé par une fenêtre en quartz diaphragmée à l'extérieur, permet l'éclairement de l'électrode U par une source très riche en rayons ultra-violets (une étincelle de bouteille de Leyde entre des pôles de Zn).

Dans le vide le plus parfait, la déperdition suit les mêmes lois générales que dans l'air ; l'électricité négative seule se perd, et un conducteur neutre acquiert par l'éclairement un potentiel positif de 2 volts, 1 environ, comme dans l'air. L'air ne joue donc pas de rôle dans le phénomène.

On mesure la quantité d'électricité émise par l'électrode chargée à des potentiels variant depuis — 45.000 volts jusqu'à + 2v,1.

1° *Dans le vide*. — Depuis les potentiels négatifs les plus élevés

jusqu'environ — 100 volts, les charges émises par seconde par l'électrode U sont les mêmes (environ $24.10^{-10} \frac{\text{Coulomb}}{\text{seconde}}$ dans les conditions de l'expérience).

A partir de — 400 volts jusque + $2^{v},1$, la quantité d'électricité émise va en décroissant jusqu'à zéro. L'auteur explique cette décroissance par l'action du champ extérieur, qui ramènerait les particules électrisées vers U.

2° Dans l'air, quelle que soit sa pression, la constance du rayonnement ne se conserve pas; même sous la pression de $0^{m},002$ de Hg, le rayonnement varie dans le rapport de 21 à 28, et sous la pression atmosphérique de 0,05 à 0,93, quand le potentiel de U passe de 300 volts à 10.000 volts.

Quelle est la trajectoire des particules électrisées émises par la cathode U ?

Pour des potentiels suffisamment élevés de U, on constate que l'électrode α, placée en face de U, se charge, et non l'électrode β, placée latéralement. En lançant un courant convenable dans des bobines d'axe perpendiculaire au plan de l'électrode β et de l'axe du tube, l'électrode β se charge, l'électrode α reste neutre; en supprimant le courant, l'inverse se produit. *L'électrode U émet donc des rayons électrisés analogues aux rayons cathodiques, sous l'influence de la lumière ultra-violette.*

Pour faire l'étude quantitative de la déviation magnétique des rayons sous l'action des bobines, on donne au courant des bobines des valeurs croissantes depuis zéro, et on mesure pour chaque intensité la charge prise par l'électrode β, en un temps donné. Cette charge passe par un maximum ; l'intensité correspondante à ce maximum produit le champ qui dévie le rayon cathodique de α sur β. La mesure du champ magnétique et du potentiel et les mesures géométriques de la déviation permettent de calculer le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ de la charge électrique ε à la masse matérielle μ du projectile lancé par la cathode et la vitesse v des rayons cathodiques.

La valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu}$, trouvée ainsi $11,6.10^{6}$ environ, diffère assez notablement de la valeur $6,4.\ 10^{6}$ trouvée antérieurement par l'auteur (1);

(1) *Wied. Ann.*, t. XIV, p. 287; 1898; — t. XV, p. 508; 1898.

mais certaines circonstances accessoires ne permettent pas de mesures très exactes.

La valeur de v trouvée ici est de l'ordre du 1/16 de la vitesse de la lumière pour une différence de potentiel de 6 à 7 volts.

Les rayons cathodiques produits ici diffèrent des rayons produits dans la décharge, par ce caractère que les derniers produisent la phosphorescence ; les premiers ne la provoquent pas d'une façon sensible ; mais ceci tient à la faible différence de potentiel en jeu et à l'impossibilité de supprimer toute lumière étrangère.

Les recherches sur la déviation magnétique montrent nettement que, si on éclaire le milieu du disque qui forme la cathode, l'émission est diffuse et présente un maximum dans la direction normale à la cathode.

Les projectiles cathodiques quittent la cathode avec une vitesse initiale v_0, que l'on mesure de la façon suivante : On réunit métalliquement et à la terre les deux électrodes U et E, et on produit entre elles un champ magnétique perpendiculaire à l'axe des électrodes. Si le champ est inférieur à une certaine limite, la charge envoyée par U ne change pas sensiblement ; si le champ continue à croître au-delà de cette limite, la charge émise tend vers o ; ceci s'explique par la courbure des rayons sous l'action du champ, qui ramène l'électricité vers U ; le calcul donne, pour la vitesse v_0, la valeur de $10^8 \frac{\text{sec.}}{\text{cm.}}$ environ.

Si on considère le potentiel de 2,1, pour lequel l'électrode U ramène, par le champ électrostatique qu'elle crée, les projectiles cathodiques qu'elle émet, on trouve encore la même valeur $10^8 \frac{\text{sec.}}{\text{cm.}}$ pour v_0.

Les faits observés dans l'air par M. Righi, notamment, s'expliquent fort bien dans la manière de voir de l'auteur ; les rayons cathodiques émis par une électrode éclairée sont absorbés par l'air et communiquent leurs charges aux particules gazeuses qui les transportent avec de faibles vitesses en remontant les lignes de force.

Si la pression diminue, on conçoit que la résistance du milieu diminuant, les rayons cathodiques se propagent de plus en plus loin.

R. Swyngedauw.

G. QUINCKE. — Sur l'épaisseur des couches de passage et la distance à laquelle agissent les forces moléculaires. — P. 414.

Ce mémoire est une réponse à quelques critiques adressées à l'auteur par M. G. Vincent dans sa thèse : *Sur l'épaisseur des couches de passage* (*Ann. Chim. et Phys.*, 1900).

M. Quincke avait publié, en 1869 (*Pogg. Ann.*) quelques expériences très ingénieuses de capillarité, d'où il pensait pouvoir conclure que la grandeur du rayon d'activité moléculaire est, pour les corps qu'il avait étudiés (Ag, AgI, Ag^2S), égale à 50 $\mu\mu$. Ce sont ces expériences que M. Vincent a critiquées. Les rapprochant d'autres expériences faites par Reinold et Rucker et des siennes propres, précisant d'autre part, les notions de rayon d'activité moléculaire et de couches de passage, M. Vincent pense pouvoir conclure que les expériences de M. Quincke mettent en évidence les couches de passage et non le rayon d'activité, dont la grandeur, probablement bien inférieure à 50 $\mu\mu$, paraît avoir échappé jusqu'ici à toute mesure précise et certaine.

M. Quincke ne met en doute aucun des faits nouveaux apportés par Reinold et Rucker et par M. Vincent; il se borne à repousser l'interprétation qu'en donne ce dernier et à maintenir la sienne propre, sans d'ailleurs présenter d'expérience nouvelle ni même essayer une discussion en règle. Par exemple, M. Quincke dit que les expériences de M. Vincent sur la conductibilité électrique des lames minces d'argent se peuvent expliquer en admettant que les couches très minces opposent au courant une résistance spécifique plus grande que les plus épaisses. Or c'est là précisément l'énoncé même du fait à expliquer, et il s'agit de savoir si cela nous renseigne sur une propriété spécifique du courant électrique ou si l'on a affaire à une propriété de l'argent lui-même. M. Quincke penche probablement — sans donner de raison — pour la première hypothèse, et il serait facile de tirer des expériences de Reinold et Rucker un argument contre cette manière de voir. M. Vincent adopte explicitement l'autre hypothèse et s'appuie pour cela sur le rapprochement de ses propres expériences, de celles de M. Quincke lui-même et de celles de MM. Reinold et Rucker.

M. Quincke discute ensuite divers points de détail impossibles à résumer, sans en tirer d'ailleurs de conclusion précise. En particu-

lier, il indique quelques-unes des idées qu'il se fait sur le mécanisme du dépôt d'argent au sein d'un liquide argentifère; question peu claire par elle-même et ici d'un intérêt secondaire; car, ce qu'on étudie, ce sont les couches une fois déposées sur leur support solide et desséchées.

B. B.

AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE

Année 1898.

James STEVENS. — A new form of physical pendulum (Une nouvelle forme de pendule physique). — P. 14.

L'auteur décrit un pendule où les causes d'erreur relatives aux variations du moment d'inertie et au déplacement du centre de gravité, causes qui modifient la période, sont supprimées. Il enlève au support de laiton une certaine masse cylindrique pour la remplacer par un couteau d'acier à section triangulaire et de masse égale.

L'auteur fait remarquer que, si l'on tient compte des densités relatives de l'acier et du laiton, on peut faire en sorte que le centre d'oscillation du couteau soit dans le même plan horizontal que celui du cylindre enlevé.

Dans ces conditions, l'erreur commise sur g ne peut excéder $0^{cm},03$.

John E. BURBANK. — X Rays and mineral phosphorescence (Rayons X et minéraux phosphorescents). — P. 53-54.

Beaucoup de minéraux soumis à l'action des rayons X sont phosphorescents en produisant une lumière variant du blanc pur au rouge jaunâtre, et le caractère de cette lumière change sous l'action de la chaleur.

Les minéraux contenant du calcium sont très susceptibles aux rayons X ; les plus convenables pour les expériences sont : la fluorite et la calcite.

GUTHE. — Measurement of self inductance by alternating current and electrodynamometer (Mesure de la self-induction par les courants alternatifs et l'électrodynamomètre). — P. 141.

Cette mesure est basée sur le principe suivant : « Si des courants alternatifs de même période, mais de phases différentes, traversent les bobines d'un électrodynamomètre, la déviation est proportionnelle au produit des intensités maximum des courants, multiplié par le cosinus de leur différence de phase :

$$d = aII' \cos \theta.$$

On n'a pas de déviation si la différence de phase est 90°, et c'est ce cas spécial que l'on utilise dans la pratique.

Comme source de courants, l'auteur emploie un générateur biphasé donnant deux courants de phases différents de 90° ; un des courants est envoyé dans la bobine fixe, l'autre dans la bobine mobile ; à l'aide de résistances introduites en série avec la bobine fixe, on peut obtenir l'équilibre.

On réunit la bobine dont on veut la self-induction en série avec une des branches, et on ajoute une résistance jusqu'à équilibre ; en employant une induction étalon, on peut déterminer l'accroissement de résistance nécessaire pour équilibrer un accroissement donné de self-induction. Alors, pour une fréquence donnée, on a :

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{R_1}{R_2}.$$

C. KNIPP. — A new form of make and break (Une nouvelle forme d'interrupteur). — P. 283.

L'auteur décrit un interrupteur très commode, pouvant être construit facilement et adapté à un pendule à secondes.

H.-V. GILL. — A theory to explain the stratification of the electric discharge in Geissler tubes (Une théorie pour expliquer la stratification d'une décharge dans les tubes de Geissler). — P. 399.

La forme usuelle de l'étincelle dans l'air est oscillatoire ; il en est de même de la décharge électrique dans un tube de Geissler. La décharge électrique qui donne naissance aux stratifications, étant discontinue, produit des perturbations périodiques, et ces perturbations

se propagent par ondes, comme les ondes sonores, les stratifications sont les nœuds causés par ces ondes ; en d'autres termes, le phénomène de stratification est une forme de l'expérience de Kundt, où les tas de poussières qui s'accumulent aux nœuds sont remplacés par les couches de molécules entre lesquelles la décharge s'effectue sous une forme lumineuse.

HUTCHINS. — Irregular reflection (Réflexion irrégulière). — P. 373.

L'auteur fait une série d'expériences avec des surfaces de caractères variés, afin d'avoir une idée de la manière dont la réflexion est déterminée par le caractère de la surface réfléchissante.

De Forest PALMER. — On an apparatus for measuring very high pressures (Sur un appareil pour mesurer les très hautes pressions). — P. 451.

Alors que l'auteur recherchait la relation entre la résistance électrique du mercure pur et la pression, Barus remarqua que l'on devait extrapoler les résultats dans le calcul des hautes pressions ; c'est sur cette remarque que repose la construction de l'appareil imaginé par de Forest Palmer. P. Quinet.

H. DUFOUR (de Lausanne). — Observations sur la déperdition de l'électricité. — (*Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences naturelles*, 4e série, t. XXXIV, mars 1898.)

M. de Heen, de Liège, avait annoncé, comme résultat d'expériences de déperdition, que « l'électricité positive de la machine de Holtz se perdait plus rapidement que l'électricité positive de la machine de Ramsden ». Il en concluait que ces deux électricités ne sont pas identiques.

M. Dufour a voulu contrôler ce résultat, dont la démonstration eût renversé toutes nos idées. Il a opéré avec une sphère de zinc de 30 centimètres de diamètre, supportée par un isoloir Mascart ; cette sphère était en communication permanente avec un électromètre Braun. On notait le temps nécessaire pour une chute de potentiel de 1.500 à 950 volts.

On a toujours trouvé sensiblement le même temps pour cette décharge, quelle que fût la source employée pour la charge. Et, chose plus digne d'être notée, on a trouvé le même temps pour l'électricité positive et l'électricité négative.

On sait cependant qu'il y a une différence entre les vitesses de déperdition pour les deux électricités. L'électricité négative disparaît plus vite que l'électricité positive. Cette différence à l'action de la lumière, on ne la constate pas ici, c'est que la sphère de zinc, qui avait servi pour des expériences sur les ondulations hertziennes, n'avait pas été frottée depuis plusieurs mois ; dans ces conditions, le zinc était recouvert d'une patine d'oxyde qui rend le métal insensible à l'action actino-électrique.

Pour s'expliquer les résultats obtenus par M. de Heen, M. Dufour a repris son propre appareil ; le conducteur était une planchette de bois recouverte de papier d'étain.

Dans ces conditions, on trouve, en effet, des résultats curieux. L'électricité positive du verre frotté donnait une durée de décharge égale à dix minutes, pour passer de 1.500 à 950 volts ; si l'on vient à charger négativement le conducteur isolé avec la machine de Holtz, on obtient, entre les mêmes potentiels, une durée de décharge de quatre minutes seulement.

Mais cela ne tient pas à la machine de Holtz, comme le montre l'essai suivant. Après avoir laissé l'appareil en repos, on donne une charge négative avec de l'ébonite frottée. On a dix minutes. On charge alors positivement avec du verre frotté ; on obtient quatre minutes. On a, d'une façon générale, une durée de charge plus courte pour une électrisation qui suit immédiatement une électrisation contraire. Cela tient, sans nul doute, à la pénétration des charges dans le bois, qui est un médiocre conducteur ; et cela montre l'effet d'un état électrique antérieur, qui est toujours à considérer dans l'étude des corps solides, qui ne sont pas parfaitement conducteurs.

H. DUFOUR. — Expériences et observations sur la congélation de l'eau. (*Bulletin de la Société Vaudoise.*)

M. Dufour a voulu s'assurer si, conformément à une idée émise par M. Forel, les *taches d'huile* des lacs se congèlent plus ou moins facilement que l'eau vive. Par des journées ou des nuits d'hiver, il a comparé la congélation dans des cuvettes identiques remplies d'eau et placées côte à côte sur une terrasse. Il est arrivé à cette conclusion que l'eau pure se congèle toujours un peu plus rapidement que celle qui est couverte de traces de matières graisseuses.

B. B.

SUR LA RÉALISATION DES RÉSULTATS DE LA THÉORIE GÉNÉRALE DES PETITS MOUVEMENTS PAR L'EMPLOI DE MOUVEMENTS ÉLECTRIQUES PÉRIODIQUES : SYSTÈME DE TÉLÉGRAPHIE MULTIPLE RÉVERSIBLE OU MULTIPLEX ;

Par M. E. MERCADIER.

I

Le système de télégraphie électrique qui va être décrit a été conçu tout d'abord comme une application possible de la théorie des petits mouvements à des courants électriques périodiques ; il a été successivement amélioré et finalement réalisé en se reportant toujours à cette théorie ; c'est pourquoi il est nécessaire d'en rappeler en quelques lignes les résultats.

On appelle *petits mouvements*, en mécanique, les mouvements d'un système de points matériels soumis à l'action de forces extérieures et intérieures, ou seulement intérieures, satisfaisant à deux hypothèses : 1° les forces admettent un potentiel, dont la valeur est minimum pour une position particulière du système et correspond à un état d'équilibre stable ; 2° les déplacements des points du système autour de leur position d'équilibre sont assez petits pour que l'on puisse négliger dans leur expression les termes infiniment petits d'un ordre supérieur au second.

Il résulte de ces deux hypothèses que les équations différentielles des mouvements du système sont du second ordre, linéaires, et à coefficients constants, et leur intégration s'effectue facilement.

De la forme des équations différentielles et des intégrales se déduisent un certain nombre de propriétés, qui peuvent être exprimées et condensées de la façon suivante :

« Le mouvement général du système peut être considéré comme « résultant de mouvements simples et distincts autour de la position « d'équilibre stable, nécessairement périodiques ; ces mouvements « sont indépendants les uns des autres et ne font que se superposer « pour former le mouvement général d'ensemble périodique, dans « lequel la force vive et le potentiel, ainsi que leur somme, qui est « constante, sont égaux à la somme des forces vives et des potentiels de chacun des mouvements particuliers ; de telle sorte que, « dans leurs effets dynamiques, les mouvements simples restent « entièrement indépendants les uns des autres.

« Si le système n'est soumis qu'à des forces intérieures, on n'a « qu'à remplacer dans l'énoncé ci-dessus le mot potentiel par énergie « potentielle, la force vive par l'énergie cinétique et la somme des « deux par l'énergie totale. »

Cet énoncé des résultats de la théorie des petits mouvements étant admis, on peut remarquer que si, inversement en quelque sorte, on peut produire dans un même milieu plusieurs mouvements périodiques, distincts et très petits, satisfaisant ainsi à la seconde des hypothèses générales indiquées ci-dessus, si l'on peut les superposer en produisant un mouvement général périodique, on pourra aussi admettre que la première hypothèse se trouve également réalisée, et que le système ainsi mis en mouvement doit être régi par la *loi des petits mouvements*.

Considérons, à ce point de vue, des mouvements électriques.

Ce qu'on nomme courant électrique est constitué par un certain mouvement de masses matérielles produisant de la force vive ou énergie, car il en résulte dans un conducteur des effets calorifiques réglés par la loi de Joule, et même cette énergie peut être tout entière transformée en énergie calorifique équivalant à de l'énergie mécanique.

Au lieu de courants continus considérons des courants périodiques, c'est-à-dire dont l'intensité et la force électromotrice varient périodiquement, comme varient les éléments (déplacements et vitesses de points en mouvements vibratoires; ces courants produisent des effets dynamiques : cinétiques, dans des électrodynamomètres; calorifiques, dans des lampes à incandescence, par exemple; acoustiques, dans les téléphones, etc. On peut donc les considérer comme des mouvements périodiques de masses matérielles, et se demander s'ils sont analogues à ceux des systèmes régis par la loi des petits mouvements, et s'ils jouissent des mêmes propriétés.

Des expériences simples et précises montrent qu'il en est ainsi : elles consistent à réaliser les conditions et effets suivants :

I. — Produire des mouvements ou courants électriques périodiques, de périodes ou nombre de vibrations fixes et aisément appréciables;

II. — Réunir dans un même milieu conducteur simultanément plusieurs courants de ce genre;

III. — Constater s'il en résulte un mouvement général périodique, dans lequel les mouvements périodiques particuliers ne sont que superposés et restent indépendants les uns des autres;

IV. — Communiquer l'énergie des mouvements périodiques à un système matériel et voir si l'énergie du mouvement général est équivalente à la somme des énergies des mouvements simples ;

V. — Pour vérifier si la propriété capitale des mouvements vibratoires s'applique aux mouvements électriques périodiques, voir si l'on peut faire varier la phase de ces mouvements ou les décaler, sans altérer la période, et, par suite, les faire interférer ;

VI. — Enfin, constater si dans le mouvement général les mouvements simples peuvent se produire dans tous les sens, se croiser, par exemple, dans un conducteur, sans difficultés.

Le système de télégraphie électrique multiplex qui va être décrit satisfait précisément à toutes les conditions qu'on vient d'énoncer ; on le fera ressortir principalement dans les remarques intercalées dans la description (p. 573, 574, 578, 579).

II

PRINCIPES DE LA TÉLÉGRAPHIE MULTIPLE RÉVERSIBLE OU MULTIPLEX

La télégraphie multiple est l'art de transmettre rapidement sur un même circuit plusieurs signaux émis par plusieurs appareils.

Cette transmission peut être faite de deux façons générales.

1° Ou bien il s'agit de transmettre plusieurs signaux dans un seul sens entre deux postes, ces signaux ne pouvant pas *se croiser simultanément*, à chaque instant, en chaque point du circuit ; on peut alors l'appeler transmission *multiple non réversible*, ou simplement *multiple*.

D'ailleurs elle peut être *successive* ou *simultanée* : *successive*, lorsque, en chaque point du circuit, les signaux *se succèdent* plus ou moins rapidement : c'est ce qui arrive, par exemple, dans les systèmes de télégraphie double de M. Sieur, multiple de Meyer, de Delany, de M. Baudot... ; *simultanée*, lorsque, en chaque point du circuit, les signaux passent *simultanément* à chaque instant et sans confusion, comme, par exemple, dans le multiple harmonique de E. Gray et dans la téléphonie ordinaire ; car, lorsqu'on téléphone une simple voyelle, on émet *à la fois* sur le circuit le son fondamental et les harmoniques qui caractérisent le timbre ;

2° Ou bien il s'agit de transmettre plusieurs signaux *simultané-*

ment, dans les deux sens à la fois, de façon qu'en chaque point du circuit, et à chaque instant, plusieurs signaux puissent *se croiser* sans altération ni confusion; on peut alors appeler ce mode de transmission : transmission *multiple réversible*.

Tels sont :

a) Le système de télégraphie *simple réversible* appelé ordinairement *duplex :* par exemple, le système Morse dit *duplex*, qui permet la transmission réversible de deux signaux, à l'aide d'un pont de Wheatstone ou d'un électro-aimant différentiel ;

b) Le système de télégraphie *double réversible :* par exemple, le système double de M. Sieur, duplexé, ou le système dit *quadruplex* de M. Edison..., qui permettent la transmission réversible de quatre signaux ;

c) Enfin, le système de télégraphie *multiple réversible*, ou *multiplex*, qui permet la transmission réversible de *n* signaux, *n* pouvant être à volonté égal à 2, 4, 6, 8,..., etc.

C'est celui qui va être décrit, et dans lequel, ainsi qu'on le verra, on peut aller actuellement jusqu'à 24.

Par définition, la télégraphie multiple réversible ou multiplex devant réaliser la transmission *simultanée*, *dans les deux sens*, de groupes de signaux différents, il faut que les récepteurs de chacun des deux postes en communication soient *constamment* accessibles aux courants transmis des deux côtés sur la même ligne. Il faut, par suite, que cette ligne soit *toujours* reliée aux récepteurs des deux postes; comme conséquence immédiate, les courants émis par un poste sont forcés de traverser les récepteurs de ce poste ou, tout au moins, d'agir sur eux, avant d'arriver, par la ligne, aux récepteurs du poste correspondant.

Or, pour pouvoir recevoir des signaux dans un poste en même temps qu'on en transmet, il est absolument nécessaire que l'action des signaux transmis sur les récepteurs du poste transmetteur soit pratiquement éteinte, c'est-à-dire rendue négligeable par rapport à l'action des signaux reçus. De là, nécessité d'établir un circuit, dit *extincteur*, dans lequel un système d'appareils soit combiné de manière à éteindre les effets des signaux transmis sur les récepteurs du poste transmetteur.

Tout système de télégraphie réversible, duplex, quadruplex..., multiplex doit donc comprendre les circuits suivants, ouverts ou fermés suivant les cas (Voir plus loin les *fig*. 1 et 3) :

1° Un circuit transmetteur, C*t*, dans lequel sont disposés les appareils transmetteurs des courants ;

2° Un circuit récepteur C*r*, où se trouvent les appareils récepteurs ;

3° Un circuit de ligne C*l* formé par une ligne simple avec terres aux deux bouts, ou une ligne double, comme pour la téléphonie ;

4° Enfin un circuit extincteur C*e*, où se trouvent les appareils destinés à éteindre ou neutraliser les effets des signaux transmis sur les récepteurs du poste transmetteur : on l'appelle habituellement ligne factice ou artificielle, parce qu'on cherche à rendre ce système équivalent en résistance et capacité à la ligne réelle qui relie les deux postes correspondants.

Nous allons décrire d'abord, d'une manière générale, le système employé pour mettre effectivement en relation ces circuits les uns avec les autres ; on pourrait l'appeler : système collecteur distributeur et extincteur de courants vibrants.

Système collecteur, distributeur et extincteur de courants vibrants

Ce système est destiné à mettre simultanément en relation (*fig.* 1) une ligne téléphonique ou télégraphique à deux fils LL, ou à un fil avec terres aux deux bouts : 1° avec le circuit *transmetteur* C*t* où l'on produit un ou plusieurs systèmes de courants ordinaires ou alternatifs ou ondulatoires de périodes ou fréquences différentes, à l'aide d'appareils T quelconques ; 2° avec le circuit *récepteur* C*r* renfermant des appareils Rc pouvant recevoir les courants dont on vient de parler et les utiliser pour la télégraphie, la téléphonie, ou autrement ; 3° avec le circuit *extincteur* C*e*, dont le rôle sera expliqué plus loin complètement.

I. — La relation du circuit de la ligne C*l* avec le circuit transmetteur C*t* s'établit par l'intermédiaire du fil secondaire 2 d'une bobine d'induction B*l* (bobine d'induction *de ligne*), dont le fil primaire 1 fait partie du circuit C*t* ; le circuit de la ligne lui-même est complété par le fil *fl* enroulé sur le noyau *n* de l'électro-aimant d'un téléphone faisant partie d'un appareil R*d* décrit plus loin.

II. — La relation du circuit de ligne C*l* avec le circuit extincteur C*e* s'établit par l'intermédiaire d'un second fil *fe*, identique à *fl*, enroulé sur le même noyau *n*. Le circuit C*e*, outre le fil *fe*, renferme

le fil secondaire 2 d'une autre bobine d'induction Be (bobine d'*extinction*) identique à Bl, et une ligne artificielle Le, formée de résistances et de condensateurs gradués.

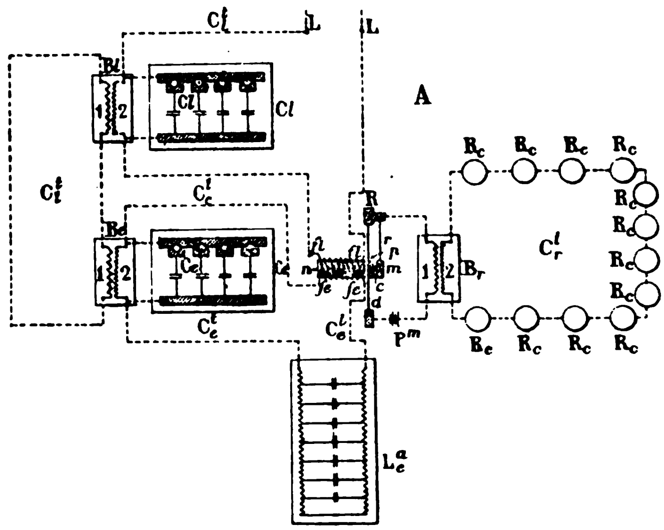


Fig. 1.

Les fils primaires des bobines Bl et Be, disposés en série, font partie du circuit transmetteur Ct.

III. — La relation de la ligne avec le circuit récepteur Cr s'établit par l'intermédiaire d'un *relais télémicrophonique différentiel* Rd et du fil secondaire 2 d'une bobine d'induction Br (bobine de *réception*).

Le relais est formé (*fig.* 1 et 2) :

1° D'un téléphone dont le diaphragme est d, et le noyau de l'électro, n, sur lequel sont enroulés deux fils identiques, fl et fe, pouvant être parcourus en sens inverse par les courants venant d'une même source ;

2° D'un microphone composé d'une plaque p de charbon vissée au diaphragme d, d'un contact c de charbon fixé à une masse métallique m, supportée par un ressort r plat et mince, fixé à la monture du téléphone, isolé de l'appareil par une plaque d'ébonite o et dont la

(1) Dans toutes les figures de ce mémoire, au lieu de C_t^t, C_e^t, C_r^t, C_l^t, C_2, C_c, il faut lire : C_t, C_e, C_r, C_l, K_r, K_e.

longueur peut varier ; une vis V permet de rapprocher les bobines b, b, du diaphragme du téléphone.

Deux équerres, E, E′ fixent le téléphone sur un socle SS′, qui porte, d'un côté, un tube de caoutchouc épais t^1, reposant sur deux autres tubes t^2, t^3 juxtaposés et fixés à une plate-forme PP′. Celle-ci repose elle-même sur deux tubes en caoutchouc T, T′, et porte une borne creuse métallique C. Une vis V′, fixée à SS′, et dont la pointe butte sur le fond de la borne C, permet de faire tourner l'appareil autour du tube t^1, comme charnière, de façon à régler le contact entre c et p, et, par suite, la sensibilité microphonique. L'ensemble des tubes soustrait l'appareil aux effets des trépidations extérieures.

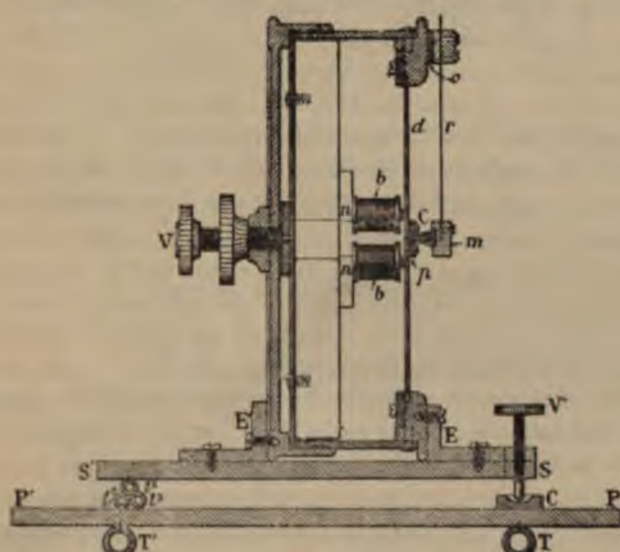


Fig. 2.

pm est la pile de ce microphone ; 1 est le fil primaire de la bobine B*r* du microphone, et 2 est le fil secondaire, dans lequel le circuit récepteur C*r* est intercalé.

Le système est complété par deux condensateurs gradués : l'un, K*l* (condensateur de ligne), établi en dérivation sur la bobine de ligne B*l* ; l'autre, K*e* (condensateur d'extinction), établi en dérivation sur la bobine B*e* du circuit d'extinction C*e* ; on va voir tout à l'heure le rôle important que jouent ces condensateurs.

Enfin, la ligne LL (*fig.* 3) peut réunir deux postes ou stations.

renfermant le système d'appareils qui vient d'être décrit : et chacun

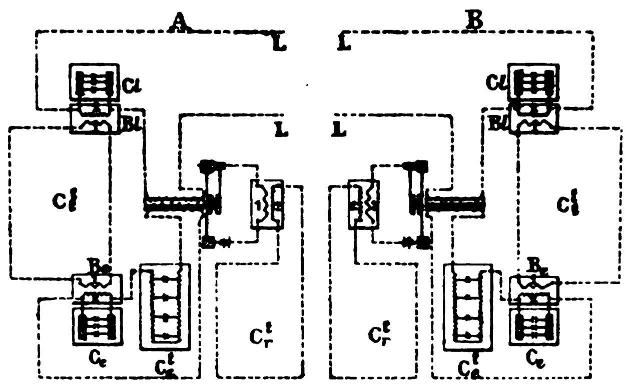


FIG. 3.

d'eux peut transmettre simultanément ou non dans son circuit C*t* des systèmes de courants ordinaires, ou alternatifs, ou ondulatoires identiques, reçus dans l'autre station par l'intermédiaire de cette ligne LL.

Fonctionnement du système.

Ce système remplit une triple fonction (*fig.* 1).

I. — Le système est *collecteur* des courants ordinaires, ou alternatifs, ou ondulatoires arrivant par la ligne, car leur énergie au passage à travers le fil *fl* est transformée en énergie mécanique dans le diaphragme *d* du téléphone, dont les molécules vibrent synchroniquement avec tous ces courants, reproduisant sans altération leurs périodes ou fréquences, s'ils sont ondulatoires.

Le système peut être *en même temps* collecteur des courants de même nature que ceux de la ligne, produits dans le circuit transmetteur C*t*, et qui arrivent à la fois au téléphone du relais R*d*, en sens inverse, par l'intermédiaire des deux bobines B*r* et B*e* et des deux enroulements des fils *fl* et *fe* ; nous allons revenir tout à l'heure sur ce point.

II. — Le système est *distributeur* automatique dans le circuit récepteur C*r* des courants arrivant de la ligne L ; car les mouvements que ces courants produisent dans le diaphragme *d* du téléphone se transmettent sans altération au contact micropho-

nique *p*, *c*, et se reproduisent avec l'intermédiaire du fil primaire *f* par induction sur le fil secondaire de la bobine B*r* du relais, dans le circuit récepteur C*r*.

Nous allons voir que les courants produits dans le circuit transmetteur C*t*, et qui peuvent arriver aussi dans le fil *fe* du relais, ne produisent aucun effet dans le circuit récepteur C*r*.

III. — Le système est *extincteur*, dans le relais R*d*, des courants produits dans le circuit transmetteur de la station où se trouve ce relais.

En effet, ces courants arrivent *en même temps* par les deux bobines B*l* et Be, et en *sens inverse*, dans les fils *fl* et *fe* du relais. Si ce sont des courants ordinaires originairement constants, ils se détruisent ; si ce sont des courants ondulatoires, ils ont *même fréquence ;* on peut, de plus, leur donner la *même phase* en faisant varier le rapport des capacités des condensateurs gradués K*l* et K*e*, et de la ligne artificielle L*e* à résistance et condensation graduées, parce qu'on agit avec eux sur la self-induction des bobines B*l* et Be. Ce résultat est capital dans le système, car alors ces courants, arrivant *en même temps* dans le relais, *en sens inverse*, *avec la même fréquence* et avec *la même phase*, n'ont aucune action sur le relais ; ils sont éteints dans ce relais pendant qu'ils se propagent librement sur la ligne LL.

L'expérience prouve que ce résultat est facilement obtenu par la simple manœuvre des condensateurs gradués K*l* et K*e*, de capacité convenable.

APPLICATION DE CE SYSTÈME AU MULTIPLEX.

Dans la description ci-dessus, j'ai laissé, à dessein, indéterminée la nature des transmetteurs dans le circuit C*t* et des récepteurs dans le circuit C*r*, pour montrer la généralité du système ; voici maintenant les appareils qui en permettent l'application au multiplex.

I. *Transmetteurs*. — La *fig*. 4 représente schématiquement quelques détails du circuit transmetteur et l'ensemble des autres circuits.

Le transmetteur actuel est ce que je nomme un *électrodiapason inductophone ;* il y en a seulement trois dessinés en plan sur la *fig*. 4 ; il faut en supposer douze.

L'électrodiapason inductophone, représenté en plan dans la *fig*. 5, est un électrodiapason, c'est-à-dire un diapason entretenu électri-

quement en mouvement vibratoire continu ; à cet effet, un électro-aimant E, placé entre les branches de l'instrument, communique

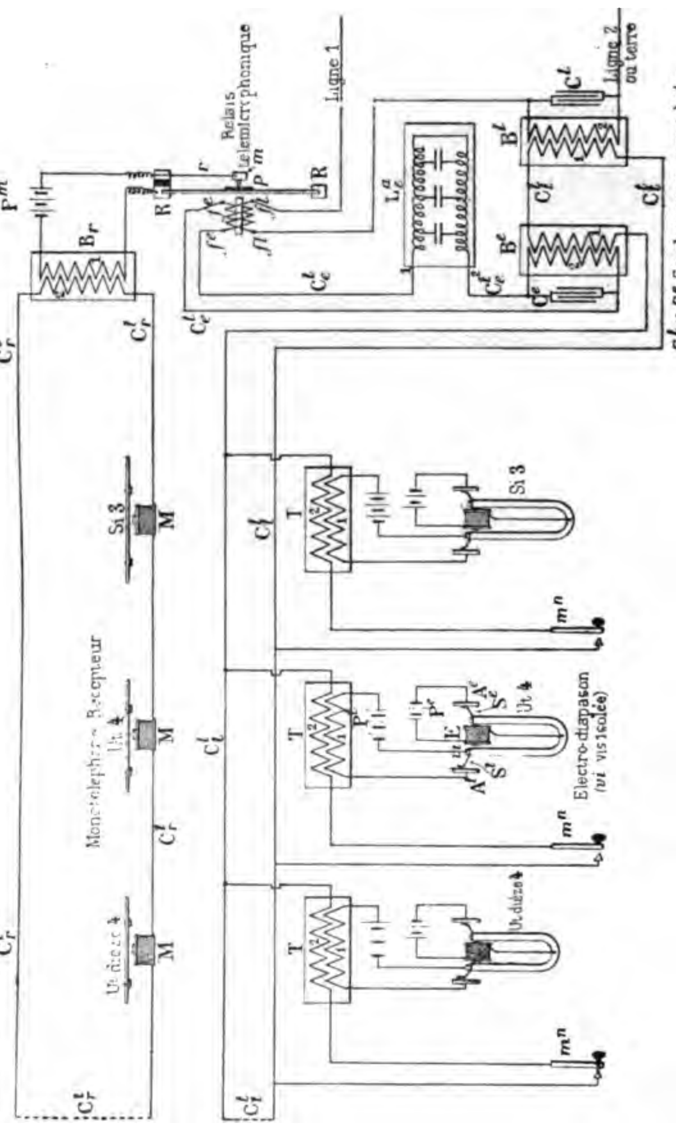


Fig. 4.

d'un côté avec le pôle d'une pile d'*entretien* Pe, de l'autre avec la masse du diapason et avec un style en acier Se (style d'entretien) de

longueur convenable, fixé à l'une des branches, en face d'une plaque de platine A*e* communiquant avec l'autre pôle de la pile ; il suffit de mettre en contact A*e* et S*e* pour que l'électro agisse sur les branches, rompe le contact, qui se rétablit quand les branches reviennent vers leur position primitive, et ainsi de suite.

J'ai complété cet appareil, que j'ai imaginé en 1873, de la manière suivante :

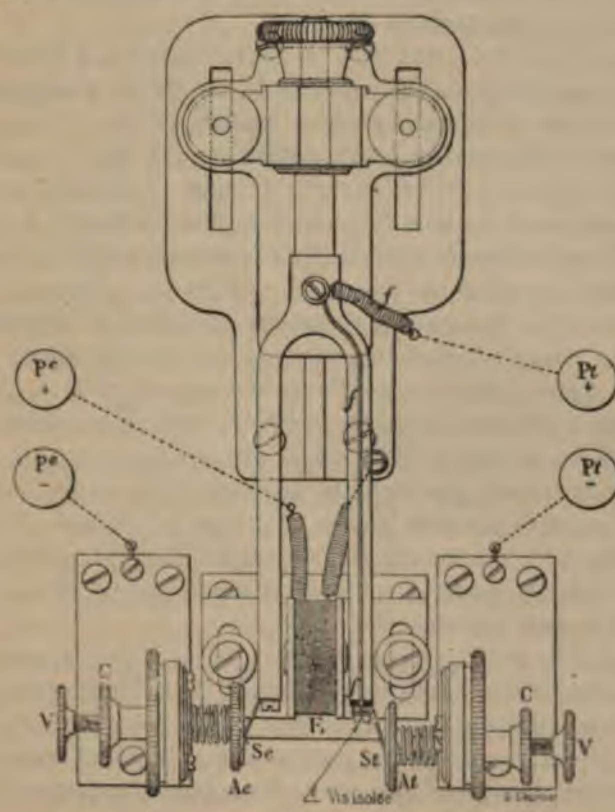


Fig. 3.

Un second style S*t*, ou style de transmission, est fixé à la seconde branche par une vis isolée électriquement du diapason par un bloc d'ivoire ; on le met en communication par un fil d'aluminium isolé *f* (*fig.* 3) avec le pôle d'une autre pile P*t*, ou pile de transmission, dont l'autre pôle est relié à une plaque de platine A*t* par l'intermédiaire de l'un des fils 1 d'un transformateur d'induction T (*fig.* 4).

Pendant le mouvement du diapason, entretenu, comme on l'a dit, chaque fois que le style S*t* touche A*t*, la pile P*t* envoie un courant dans le fil n° 1 du transformateur (*fig.* 4) ; celui-ci est donc parcouru à chaque seconde par un nombre de courants égal au nombre de vibrations du diapason.

Il en résulte un nombre *égal* de courants *induits* dans le fil n° 2 du transformateur identique au fil n° 1 ; d'où la qualification d'*inductophone* donnée à l'instrument décrit.

Dispositif simplifié (représenté à gauche de la *fig.* 4 sur l'électrodiapason *ut* dièze$_4$). — On supprime la pile de transmission P*t*, le fil isolé *f* et la vis isolée. Les deux boutons P*t* (*fig.* 5) sont reliés, d'une part, au fil primaire 1 du transformateur T (*fig.* 4), et, d'autre part, ils sont mis en dérivation sur le circuit de l'électro E d'entretien. Ainsi c'est une dérivation du courant vibrant d'entretien fourni par la pile P*e* qui parcourt d'une manière continue le fil n° 1 du transformateur. Quand les résistances de ce fil et de la bobine E sont à peu près égales, l'intensité des courants émis dans la dérivation est suffisante pour le bon fonctionnement du système, même sur de longues lignes, quand la pile P*e* se compose de 2 ou 3 éléments Leclanché à grande surface, par exemple. De plus, en reliant métalliquement les boutons P*e* et P*t* ou les plaques A*e* et A*t* (*fig.* 4 et 5), le style S*t* n'étant plus isolé du diapason, il en résulte que, si le style S*e* se casse, ou si la plaque de platine A*e* est usée, l'on peut immédiatement entretenir le mouvement de l'électrodiapason avec le style S*t* et la plaque A*t*. L'appareil est ainsi simplifié, et il se trouve en quelque sorte à double effet.

Enfin les fils n° 2 des douze transformateurs T (*fig.* 4) sont placés en dérivation sur le circuit transmetteur C*t*, par l'intermédiaire d'un manipulateur *mn* (*fig.* 4). De telle sorte que, si l'on abaisse l'un quelconque de ces manipulateurs, il s'établit dans le circuit transmetteur et, par suite, dans les fils primaires des bobines d'induction B*e* et B*t* (*fig.* 1 et 4), un courant intermittent rythmé, ou plutôt un courant ondulatoire, car, à cause des étincelles qui éclatent entre les styles S*t* ou S*e* et les plaques A*t* ou A*e*, à chaque vibration du diapason, le circuit de *transmission* P*t*S*t*A*t*, par exemple, n'est jamais tout à fait rompu.

La période ou la fréquence de ce courant induit est d'ailleurs égale à celle du diapason correspondant ; il suffit, pour s'en apercevoir, de mettre un téléphone en dérivation sur le circuit C*t*, en deux points quelconques, et d'abaisser le manipulateur *mn* ; le son perçu dans le

téléphone est identiquement le même que celui du diapason. Si l'on abaisse à la fois tous les manipulateurs ou plusieurs d'entre eux, les divers courants induits de période différente se propagent simultanément et *sans se confondre*, dans le circuit C*t*. Et alors, par suite d'une seconde induction, autant de courants de mêmes périodes ou fréquences se produisent à la fois dans les fils secondaires 2, des bobines B*e* et B*l*, et, par l'intermédiaire des deux fils *fe* et *fl* du relais R*d*, sur la ligne réelle, et dans le circuit d'extinction C*e* à travers la ligne artificielle L*e*.

Remarque. — Le fonctionnement des électrodiapasons, des transformateurs, des manipulateurs et des bobines d'induction B*e* et B*l*, montre déjà que le système décrit satisfait aux conditions I, II et III, énoncées ci-dessus (p. 562).

En effet, premièrement on a produit des mouvements électriques périodiques de périodes fixes facilement appréciables, et il y a lieu de remarquer que, dans chacun de ces mouvements, malgré les intermittences résultant du jeu des manipulateurs, le régime vibratoire périodique a le temps de bien *s'établir;* car il suffit, en acoustique, de produire environ 32 mouvements vibratoires par seconde, c'est-à-dire 3 ou 4 dans 1/10 de seconde, pour obtenir un *régime* vibratoire *bien établi* correspondant à ce qu'on nomme un son *soutenu;* or les électrodiapasons employés produisent de 480 à 900 vibrations par seconde, par suite au moins 48 vibrations dans 1/10 de seconde, durée du *point* qui est le signal le plus bref du système télégraphique Morse. Il en résulte que, même en négligeant les 3 ou 4 premières et dernières vibrations électriques au commencement et à la fin du *point*, qui sont un peu altérées par la self-induction, il reste au minimum environ 40 vibrations électriques régulières dans 1/10 de seconde, c'est-à-dire 10 fois plus qu'il n'en faut pour avoir, pendant ce temps très court, un régime électrique vibratoire bien établi ; c'est ce que démontrent, d'ailleurs, les sons très purs qui se produisent, quand on manipule, dans un téléphone relié aux extrémités d'un manipulateur quelconque de l'appareil.

En second lieu, on a réuni dans un même conducteur renfermant les fils primaires des transformateurs T, et, par induction, dans les fils secondaires de ces transformateurs, le fil primaire des bobines B*e* et B*l*, tous les mouvements périodiques produits [II]. Il en résulte bien un mouvement périodique général, dans lequel les mouvements périodiques particuliers ne sont que superposés et

restent indépendants les uns des autres [III]; en effet, il suffit de fixer un téléphone aux deux bouts du fil primaire de l'une des bobines B*e* ou B*l*, et d'appuyer sur les manipulateurs correspondant par exemple aux diapasons *Ut*, *Mi*, *Sol*, *La* dièze ou *Si* bémol; on entend alors dans le téléphone un accord de septième diminuée très pur où les quatre sons se distinguent très bien les uns des autres. Il y a lieu de remarquer que la transformation d'énergie produite entre les fils primaires et secondaires des transformateurs T n'altère pas, d'ailleurs, la périodicité de ces mouvements.

Le même mouvement général périodique est reproduit inaltéré par induction dans le circuit de ligne C*l*, comprenant le fil secondaire de la bobine B*l*, ainsi que le fil *fl* du relais télémicrophonique R et la ligne L; on le vérifie en fixant un téléphone en déviation, soit aux bouts du fil secondaire de la bobine B*l*, soit sur la ligne L au sortir du relais.

Le fonctionnement du relais, d'une part, et celui des condensateurs gradués K*e*, K*l*, et de la ligne artificielle L*a* de l'autre, montrent que le système satisfait, autant qu'on peut en juger, à la condition IV et complètement à la condition V (p. 563). En effet, dans le diaphragme du relais on a transmis, par l'intermédiaire du champ magnétique, l'énergie des mouvements périodiques à un système matériel, et communiqué à ce système un mouvement général périodique et une énergie générale, qui doit être la somme des énergies des mouvements périodiques particuliers [IV]. Il suffit, pour se convaincre de cette transmission d'énergie, d'approcher l'oreille du diaphragme du relais, quand les condensateurs K*e* et K*l* ne sont pas réglés pour éteindre ses mouvements : on entend alors séparément et ensemble les sons produits par les transmetteurs, le diaphragme fonctionnant comme celui d'un téléphone ordinaire qui reproduit tous les mouvements vibratoires qu'on lui transmet.

D'un autre côté, le réglage très simple des condensateurs et de la ligne artificielle pour l'extinction des transmissions dans le poste transmetteur montre que l'on peut faire varier la phase des mouvements périodiques électriques transmis, les *décaler*, sans modifier leur période, et les faire *interférer* [V]; c'est précisément cette interférence continuelle, obtenue à la fois pour tous les mouvements particuliers, qui constitue l'*extinction* des signaux transmis dans le poste transmetteur et permet en même temps la réception nette des signaux qui arrivent de la ligne.

II. *Récepteurs*. — Dans le circuit récepteur Cr, on place, pour le multiplex, douze monotéléphones reliés en série ou en surface.

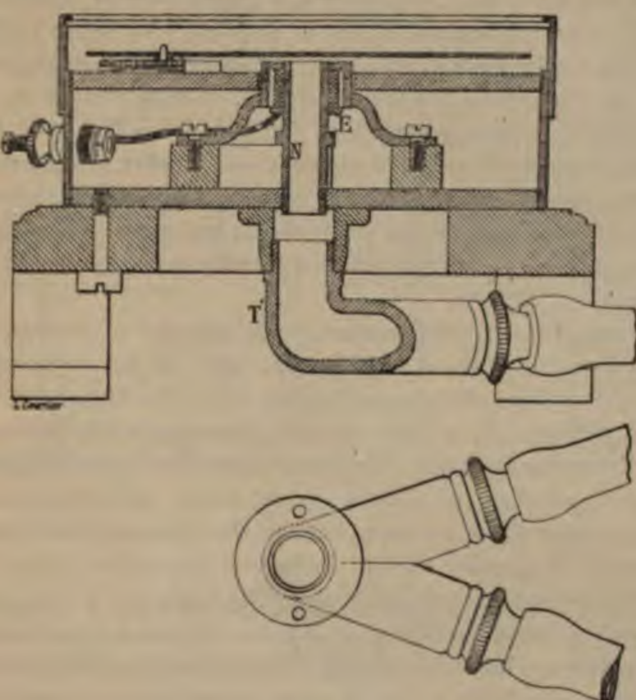


Fig. 6.

L'appareil actuel (*fig*. 6) est plus simple que celui décrit dans les *Annales télégraphiques*, numéro de mai-juin 1891. Il se compose d'une boîte cylindrique recouverte d'un couvercle vitré, renfermant un aimant énergique dont le noyau creux, N, est recouvert d'une bobine E comme dans un téléphone ordinaire ; mais la membrane téléphonique, d'environ 2 millimètres d'épaisseur, au lieu d'être encastrée sur sa circonférence, est posée simplement sur trois points de la circonférence de la première ligne nodale par des tiges *t*, fixées à des glissières mobiles sur un rayon de la plate-forme circulaire P, qui les supporte. Les diamètres des membranes sont déterminés par la condition qu'elles rendent pour leur premier harmonique les sons Si_3 (480 vibrations par seconde), Ut_4 (512 vibrations), *Ut* dièze$_4$ (543), et ainsi de suite de demi-ton en demi-ton jusqu'à *La* dièze$_4$ inclusi-

vement (900 environ). Chacune d'elles est exactement accordée avec un des électrodiapasons transmetteurs.

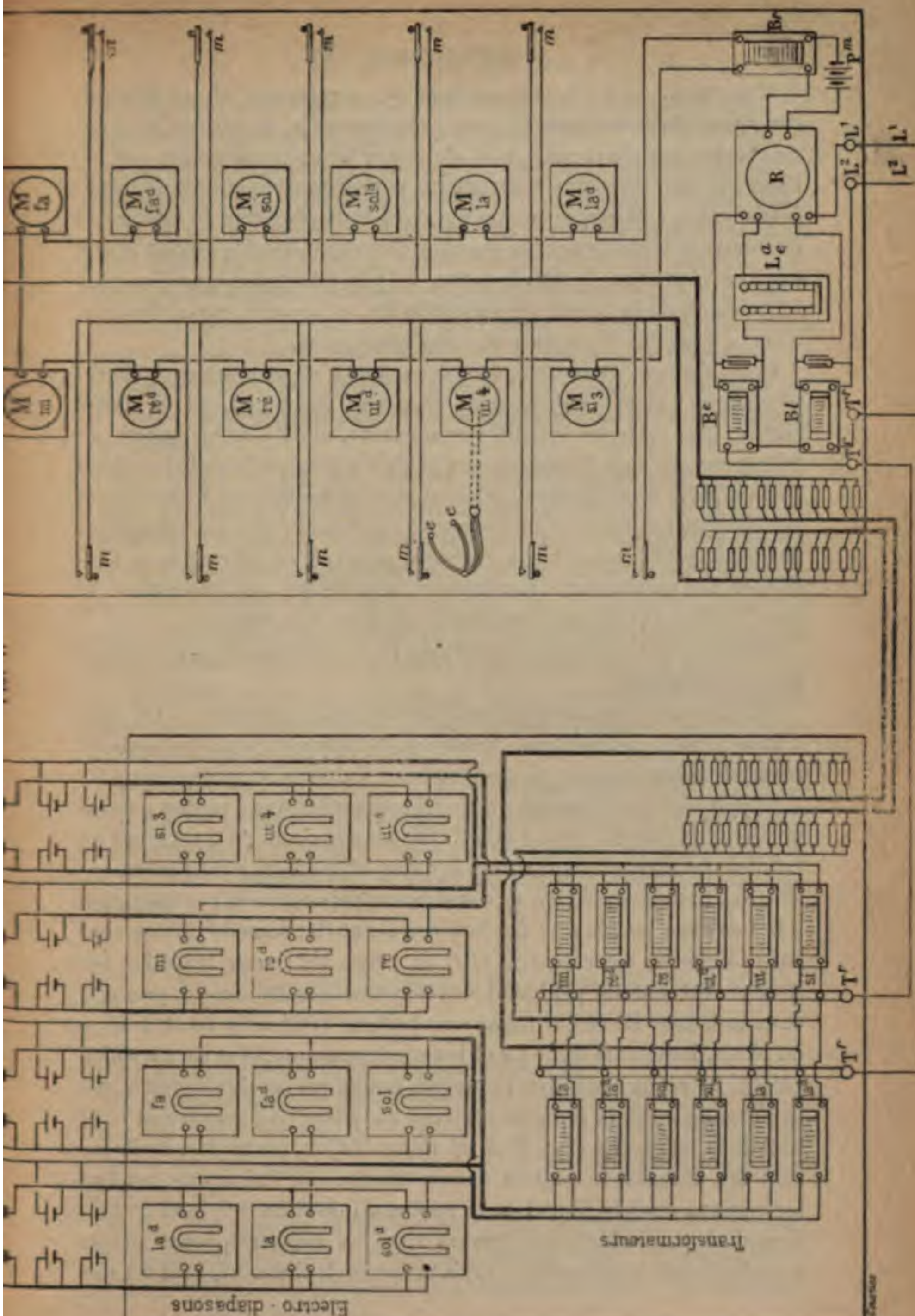
Dans ces conditions, quand on fait passer dans la bobine E une série de courants ondulatoires dont la période est égale à celle du premier harmonique de la membrane, celle-ci résonne énergiquement, tandis qu'elle reste à peu près immobile, si cette période en diffère d'une quantité correspondant à un demi-ton au moins ; d'où le nom de *monotéléphone* donné à l'instrument, qui, en effet, ne renforce véritablement qu'*un seul* son. Ces récepteurs monotéléphoniques sont donc réellement caractérisés par le son de leur premier harmonique ; c'est en ce sens qu'on peut dire, pour abréger, monotéléphone ou récepteur Si_3, Ut_4, Fa_4...

Pour recueillir les ondes sonores produites par l'un des récepteurs vibrant sous l'influence de signaux produits par des courants ondulatoires de même période que lui, un tube T′ est ajusté au noyau creux de l'électro E, et divisé en deux branches reliées aux oreilles par l'intermédiaire de tubes légers de caoutchouc terminés par deux embouts recourbés en ébonite ou en verre, dits *écouteurs*. Ces embouts peuvent être maintenus aux oreilles par un ressort en acier en forme de V passant sous le menton de l'opérateur. L'un de ces écouteurs est indiqué sommairement au bas de la *fig*. 7 de la planche (récepteur Ut_4) [1]. La bobine de l'électro est recouverte d'un grand nombre de tours de fil fin formant une résistance de 200 à 400 ohms.

Enfin la plate-forme P, qui supporte les disques, est vissée dans la monture de l'appareil, de telle sorte qu'en la vissant ou la dévissant on rapproche ou on éloigne le disque du noyau de l'électro-aimant, et, par suite, on sensibilise plus ou moins l'appareil. Cette opération peut se faire sans interrompre la réception.

Trois de ces récepteurs monotéléphoniques correspondant aux sons Si_3, Ut_4, Ut dièze$_4$, sont représentés schématiquement par leur électro-aimant et leur plaque vibrante dans la *fig*. 4. Le circuit récepteur C*r* qui les contient est fermé à gauche en pointillé, et à droite par le fil secondaire de la bobine d'induction B*r* du relais R*d*. Il faut supposer douze monotéléphones, procédant par demi-tons, de Si_3 à La dièze$_4$ rangés à la suite les uns des autres dans ce circuit, comme on les a indiqués dans la *fig*. 7.

[1] La *fig*. 7 représente le mode d'installation qui pourrait être adopté pour un poste télégraphique, et qui a été essayé au poste central des télégraphes de Paris.


Électro - diapasons
Transformateurs

Remarque. — Le fonctionnement des récepteurs, et, en général, des appareils constituant le circuit récepteur C*r*, montre qu'au point de contact des charbons *c* et C du relais télémicrophonique (*fig.* 4) l'énergie électrique des mouvements périodiques du circuit de ligne, transformée en énergie mécanique dans le diaphragme du relais, est de nouveau transformée en énergie électrique dans le circuit formé par ces charbons, le diaphragme, la pile microphonique P*m* et le fil primaire de la bobine de réception B*r*, et ensuite, par induction, dans la série des récepteurs monotéléphoniques.

Cette énergie électrique, correspondant à un mouvement général périodique, ainsi produite dans le circuit récepteur, est de même nature que celle du circuit transmetteur, ainsi que le montre un téléphone placé en dérivation aux bouts du fil secondaire de la bobine B*r* ; de plus, le mouvement général résulte des mêmes mouvements périodiques particuliers simplement superposés ; car les récepteurs analysent précisément ce mouvement général, en vibrant sous l'influence des mouvements particuliers séparés les uns des autres, et dont l'indépendance est ainsi matériellement manifestée.

Encore ici les conditions générales II et III énoncées page 562 se trouvent réalisées.

III. *Transmission et réception simultanées des signaux.* — On voit, d'après cette description, comment les signaux sont transmis et reçus simultanément en se croisant sans s'altérer réciproquement.

Supposons les diapasons en marche dans les deux postes correspondants [A] et [B] (*fig.* 3 et 4). Si, dans le poste [A], un employé produit des signaux Morse avec le manipulateur *mn* relatif au diapason Si_3, par exemple (*fig.* 4), ces signaux se produisent par induction à la fois dans les fils n° 2 des bobines B*e* et B*l* ; ceux de B*l* s'en vont sur la ligne en traversant le fil *fl* du relais R*d* ; mais leur effet sur le relais est annulé par celui des signaux simultanément produits dans la bobine B*e* et qui traversent la ligne artificielle L*e* et le fil *fe* du relais, lorsque la ligne L*e* et les condensateurs K*l* et K*e* sont bien réglés. Le relais reste donc immobile, tandis que les signaux transmis se propagent sur la ligne et arrivent au poste [B], traversent le fil n° 2 de la bobine B*l* et le fil *fl* du relais R*d* du poste [B] ; là ils ne sont pas annulés, le contact microphonique *pm* fonctionne, produit les signaux dans le fil n° 1 de la bobine d'induction B*r* ; le fil n° 2 les reproduit par induction à travers tous les monotéléphones placés dans le circuit récepteur C*r* ; mais le monotéléphone Si_3 seul est mis

en vibration, et l'employé qui dessert ce récepteur reçoit ainsi les signaux transmis sur le Si_3 par le poste [A].

Pendant le même temps, un employé du poste [B] peut transmettre des signaux avec le manipulateur relatif à un diapason quelconque, et même au Si_3 ; ces signaux se croisent avec les précédents dans les deux postes et sur la ligne, sans s'influencer réciproquement, et le poste [A] les recevra *en même temps* qu'il transmet les précédents.

On voit donc qu'il est possible de produire dans l'un des postes douze transmissions simultanées, s'il y a douze transmetteurs et récepteurs différents installés, d'en recevoir douze *en même temps* du poste correspondant et d'effectuer ainsi vingt-quatre transmissions simultanées.

Des essais ont été faits sur les lignes téléphoniques de Paris à Dijon, de Paris à Toulouse et, en dernier lieu, de Paris à Bordeaux, en février 1898. On a pu obtenir la monophonie complète des récepteurs, c'est-à-dire la séparation de signaux ondulatoires simultanés de période différant d'au moins un demi-ton, et croiser des transmissions simultanées, en éteignant si bien les mouvements que les transmissions d'un poste tendent à produire dans le relais et les monotéléphones du même poste, que l'on a pu croiser les transmissions correspondant *à un même son*, et que l'échange des 24 transmissions simultanées est certain.

Remarque. — Le croisement sans confusion des signaux montre bien que l'application de la loi des petits mouvements, en tant qu'elle est indépendante du sens de ces mouvements, est ici valable, et que la condition générale VI, énoncée page 563, se trouve pleinement réalisée.

MODES D'EXPLOITATION DU MULTIPLEX.

Il y en a plusieurs, dont voici les principaux :

I. — *Exploitation multiplex entre deux postes extrêmes.* — C'est le mode d'exploitation qui correspond à l'exposé du système qui vient d'être fait ci-dessus ; il est représenté schématiquement dans la *fig.* 3 ;

II. — *Exploitation multiplex par postes échelonnés.* — Ce mode d'exploitation peut lui-même se subdiviser en deux : [A], le cas où un poste principal communique seul simultanément avec plusieurs

postes secondaires ; [B], le cas où chacun des postes doit être en relation constante et simultanée avec tous les autres.

[A] Dans le premier cas (*fig.* 8), le poste principal P renferme les 12 appareils transmetteurs et récepteurs de Si_3 à *La* dièze$_4$.

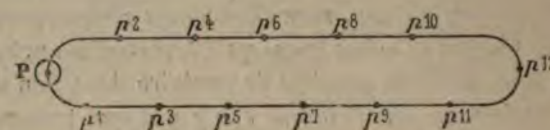


FIG. 8.

Chacun des postes secondaires $p_1, p_2, p_3, \ldots, p_{12}$, au nombre de 12, ne renferme qu'un seul appareil, à l'aide duquel il communique avec le poste principal P ; mais il ne peut communiquer avec les autres que par l'intermédiaire de celui-ci.

Si l'un des postes secondaires p était assez important pour comporter plusieurs transmissions simultanées avec le poste principal P, on supprimerait autant de postes secondaires qu'on voudrait ajouter de transmissions au poste p.

Par exemple, sur un circuit Paris-Marseille, on pourrait donner une transmission avec Paris à Melun, Sens, Dijon, Chalon, Mâcon, Lyon, Valence, Avignon, et 4 transmissions à Marseille.

Ou bien : une transmission à Melun, Dijon, Mâcon, Valence, Avignon ; 3 transmissions à Lyon et 4 à Marseille.

En un mot, on pourrait répartir le nombre des transmissions possibles entre le poste principal et les postes secondaires suivant leur degré d'importance, à la seule condition que la somme des transmissions *distinctes* ne dépasse pas 12.

Il est à remarquer que chacune de ces transmissions distinctes, effectuée avec l'un des appareils Si_3, Ut_4, ..., etc., peut être doublée (duplexée), en vertu de la réversibilité du système.

Ce mode d'exploitation pourrait être utilisé sur un long circuit, et aussi sur un circuit plus restreint entre un poste principal et des postes qui l'entoureraient, entre Paris et les principaux bureaux de la banlieue, entre un chef-lieu de département et d'arrondissement et les bureaux des cantons voisins.

[B] Cas où chacun des postes d'un même circuit doit être en communication simultanée avec tous les autres.

En ce cas, le nombre des appareils de transmissions distincts

restant toujours égal à 12, le nombre des postes $p_1, p_2, p_3, ..., p_n$ desservis, qui, dans le cas précédent, pouvait aller jusqu'à 12, diminue nécessairement.

Supposons que tous les postes aient la même importance :

p_1 doit communiquer avec $n - 1$ postes, il aura donc à effectuer $n - 1$ transmissions ;

p_2 doit communiquer avec $n - 1$ postes ; mais il a déjà une transmission avec p_1 ; il n'aura donc besoin que de $n - 2$ transmissions ou appareils nouveaux ;

p_3 n'aura besoin que de $n - 3$ appareils nouveaux ;

. . . .

p_n n'aura besoin que de $n - n$ ou 0 appareil nouveau.

Le nombre des transmissions distinctes nécessaires sera donc égal à $0 + 1 + 2 + ... + n - 1$, et cette somme doit être égale à 12. Il en résulte qu'on a, d'après une formule connue :

$$\frac{(n-1)\,n}{2} = 12, \qquad \text{d'où} \qquad n = 5{,}4.$$

On pourra donc desservir dans ces conditions, avec 12 appareils, 5 postes échelonnés.

Chacun d'eux devra avoir 4 appareils distincts, puisqu'il doit communiquer simultanément avec les 4 autres postes. Il est facile de voir que 10 appareils, au lieu de 12, suffiraient à cet effet. Il en resterait 2 de disponibles ; on pourrait les attribuer aux communications entre les deux postes principaux, qui auraient ainsi entre eux 3 communications simultanées, et même 6 en utilisant la réversibilité (le duplexage).

Par exemple, on pourrait ainsi desservir les postes de Paris, Tours, Poitiers, Angoulême et Bordeaux sur le même circuit, chacun d'eux ayant 2 communications avec les autres, sauf Paris et Bordeaux, qui en auraient 6 entre eux.

Installation des postes intermédiaires. — Nous avons vu, et les *fig.* 1 et 3 le montrent clairement, comment on peut installer deux postes A et B placés aux extrémités d'un circuit.

La partie du dispositif, relative au circuit de ligne seul C*l*, peut être représentée schématiquement, comme l'indique la *fig.* 9, par la membrane *d* et le noyau *n* de l'électro-aimant du relais, le fil de ligne *fl* qui recouvre le noyau, le fil n° 2 de la bobine de ligne B*l*, shuntée par le condensateur K*l*, et la ligne L, L'.

Installation des postes intermédiaires en embrochage (*fig.* 9). — L'idée la plus simple est d'intercaler, d'*embrocher* le circuit de ligne de chaque poste intermédiaire dans la ligne si elle est simple, dans l'un des fils L ou L′ si elle est double, en y ajoutant des dispositifs complémentaires analogues à ceux qu'on emploie en pareil cas dans la télégraphie ordinaire.

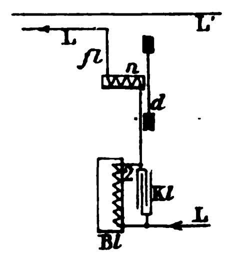


Fig. 9.

Installation en dérivation. — On peut encore placer le circuit de ligne de chaque poste intermédiaire C en dérivation sur le circuit, de plusieurs manières, par exemple :

1° En dérivation directe (*fig.* 10), l'extrémité de la bobine B*l* étant reliée directement à l'une des lignes L du circuit, et l'extrémité du fil *fl* du relais à l'autre ligne L′ ;

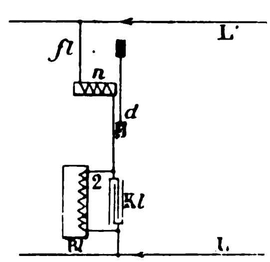


Fig. 10.

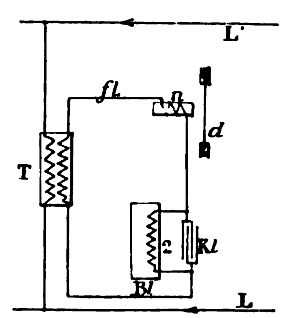


Fig. 11.

2° En dérivation indirecte ou par induction (*fig.* 11), le circuit de ligne étant fermé sur lui-même par l'intermédiaire de l'un des fils d'un transformateur d'induction T à fils égaux et à noyau de fer.

Les seules précautions à prendre paraissent consister à se servir de transformateurs de résistance convenable, et à noyau de fer mobile,

de façon à pouvoir faire varier, d'une façon graduée, les effets de self-induction dans le transformateur [1] : c'est ce qu'on appelle aujourd'hui des bobines de réaction.

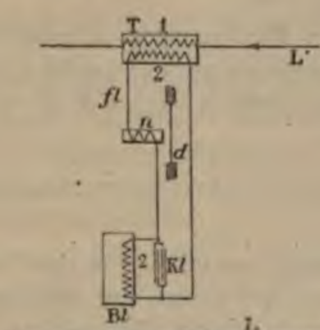


Fig. 12.

Installation en embrochage par induction (*fig.* 12 et 13). — On peut appeler ainsi un système dans lequel tous les postes A_1, A_2, A_3, ... A_n ne seraient reliés au circuit général que par l'intermédiaire de transformateurs T_1, T_2, T_3,... , T_n à fils égaux et à noyau de fer mobile; tous les fils primaires n° 1 des transformateurs seraient embrochés dans le circuit, et les fils secondaires n° 2 seraient, dans chaque poste, reliés, comme l'indique la *fig.* 12, aux extrémités du fil n° 2 de la bobine B*l* et du fil *fl* du relais.

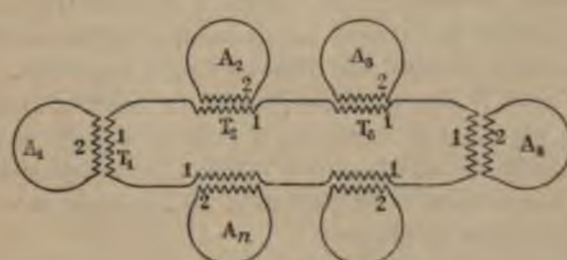


Fig. 13.

Tous les postes d'un même circuit ne seraient ainsi reliés au circuit que par induction; ils seraient indépendants, et rien ne les dis-

[1] L'expérience faite sur un circuit Paris-Bordeaux, avec le poste de Tours ainsi intercalé, a donné de bons résultats, aux mois de mai et juillet 1898.

tinguerait les uns des autres au point de vue de l'installation. Toute la partie indépendante de la ligne dans l'installation de chaque poste ne serait pas changée : c'est pourquoi il est inutile de l'indiquer dans la figure schématique n° 13.

Il y a certainement d'autres modes d'installation qui pourraient être utilisés : ce que nous en disons ici suffit à montrer avec quelle souplesse le système se prête à l'emploi de dispositifs divers.

PRINCIPAUX AVANTAGES DU MULTIPLEX.

1° Économie de temps, par suite de la *simultanéité* des transmissions *en tous les sens*, qui assure une exploitation véritablement *continue* et intensive du circuit télégraphique. Sur un circuit à double fil tel que les circuits téléphoniques ordinaires, ou sur un seul fil soustrait à l'induction des fils voisins, le rendement du système complet à 12 transmetteurs peut arriver à 600 ou 700 dépêches à l'heure ;

2° Économie d'argent pour plusieurs raisons : d'abord par la diminution du nombre des fils nécessaires pour desservir plusieurs postes simultanément ; en second lieu, parce que les organes que le système emploie sont extrêmement simples, indéréglables, et d'un prix modique relativement aux résultats obtenus ; les frais de leur entretien sont à peu près nuls ; les éléments de pile seuls sont à renouveler de temps en temps ; mais, comme 3 éléments (Leclanché, par exemple) suffisent par chaque transmetteur et qu'ils ne produisent que des courants vibrants, ces éléments durent longtemps.

D'autre part, le personnel manipulant n'a besoin d'avoir qu'une instruction technique élémentaire ; il suffit qu'il sache se servir du manipulateur Morse avec la vitesse maxima de transmission, comme on le fait couramment en Angleterre et en Amérique et comme on commence à le faire en France ;

3° Le système est applicable sur tous les circuits où le téléphone peut fonctionner, et même, alors que la transmission téléphonique peut devenir indistincte par suite d'effets dits de friture, ou vague par suite de la disparition des harmoniques de la voix, les signaux musicaux et rythmés du multiplex peuvent être bien reçus ;

4° Le système étant basé sur l'emploi de courants induits ondulatoires rapides, il est possible de se servir simultanément du même

circuit pour transmettre avec le multiplex et un autre système télégraphique utilisant des courants continus ordinaires.

5° On voit immédiatement que le mode d'exploitation par postes échelonnés indiqué ci-dessus peut être applicable avec grand avantage sur les chemins de fer, où il serait si important, au point de vue de la sécurité, qu'une station pût donner à chaque instant un avis télégraphique immédiat à une autre quelconque, sur la même section, sans avoir besoin des stations intermédiaires;

6° Le principe du système est applicable à la transmission téléphonique de la parole; il permettra certainement de réaliser un mode de téléphonie réversible ou duplex.

Remarque générale. — Cet exposé du multiplex repose sur l'emploi de 12 transmetteurs et récepteurs; mais on voit, par l'exposé même, que ce nombre d'appareils n'est *nullement limité à* 12; il peut être augmenté sans difficulté sérieuse.

SUR UN NOUVEL ANALYSEUR A PÉNOMBRES;

Par J. MACÉ DE LÉPINAY.

Le nouvel analyseur à pénombres que M. Jobin a construit sur mes indications satisfait à deux conditions qui le rendent particulièrement propre à des mesures de précision: 1° il permet l'emploi d'une radiation monochromatique quelconque; 2° il conserve toute sa sensibilité en lumière convergente.

Le premier de ces résultats a été obtenu en employant, comme appareil producteur des pénombres, un quartz mince à deux rotations, formé de deux lames prismatiques, de rotations inverses, d'angles sensiblement égaux et petits. Il devient possible, de la sorte, de faire varier l'épaisseur du quartz à deux rotations et de réaliser, quelle que soit la longueur d'onde de la radiation éclairante, les conditions de sensibilité maximum. La double lame employée est telle que, éclairée par de la lumière polarisée, elle donne naissance à deux faisceaux lumineux polarisés dans des plans qui font entre eux un angle variant de 3° à 6° environ pour le vert moyen du spectre (1).

(1) J'avais signalé, depuis plusieurs années (*J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 267; 1885), l'emploi, dans ce but, d'une lame mince à deux rotations. C'est M. Pérot qui m'a suggéré celui d'une lame prismatique.

La seconde des conditions énoncées plus haut est d'une grande importance : les propriétés optiques d'un corps anisotrope variant avec la direction, on est amené, quelle que soit celle de ces propriétés que l'on se propose d'étudier et quel que soit le phénomène que l'on utilise à cet effet, à limiter le solide par des surfaces planes et à observer ce phénomène au moyen d'une lunette astronomique réglée pour l'infini. A chaque point du plan focal de l'objectif correspond, en effet, dans ces conditions, une direction unique et déterminée de propagation de la lumière dans le corps.

Si, alors, le phénomène utilisé est un phénomène de polarisation, l'analyseur sera, de préférence, introduit entre l'oculaire et le plan focal de l'objectif; il restera, de la sorte, à la portée de l'observateur; en outre, le point du champ auquel doivent se rapporter les mesures restera fixe, par rapport aux repères, pendant la rotation de l'analyseur.

Mais alors se présente une difficulté : par suite de ce fait que, dans ces conditions, l'analyseur est traversé par un faisceau divergent de lumière, toute observation précise se trouve être impossible, si cet analyseur est un nicol ordinaire. Si l'on cherche, en effet, à éteindre un faisceau de lumière polarisée rectilignement, on constate l'apparition, dans le champ, d'une bande noire diffuse sur les bords, lentement mobile avec l'analyseur; il est impossible d'en amener le milieu à coïncider exactement avec le point de repère. Si, dans le but d'effectuer des mesures plus précises, on introduit, dans le plan focal de l'objectif, un système quelconque transformant l'analyseur simple en analyseur à pénombres, l'impossibilité d'effectuer des mesures précises est plus complète encore, parce que la bande noire diffuse se scinde en deux, qui se déplacent dans le même sens lorsqu'on fait tourner l'analyseur. On ne saurait, par suite de la dissymétrie du phénomène, réaliser l'égalité de teinte en un point donné du champ.

Cet inconvénient des nicols ordinaires passe toujours inaperçu dans les saccharimètres, parce que l'on y fait usage de lumière sensiblement parallèle. Il est facile d'en trouver l'origine.

Considérons ce qui se passe dans l'intérieur même du spath, constituant le nicol. Soient : AB, la direction de l'axe optique du spath ; AO, la direction conjuguée de celle de l'axe optique de la lunette d'observation ; XOY, un plan normal à OA. A une direction quelconque, AP, voisine de AO, correspond le plan de section prin-

cipale PAB, qui est en même temps le plan de la vibration transmise par l'analyseur. Imaginons, dès lors, que l'on reçoive sur ce nicol un faisceau de lumière polarisée dans un même plan ou, plus rigoureusement, polarisée de telle sorte que, pour tous les rayons

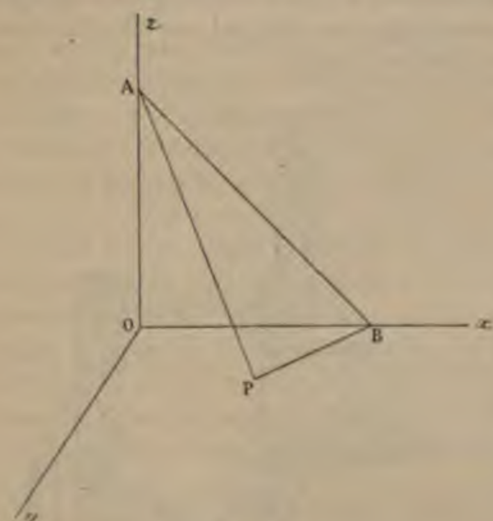


Fig. 1.

incidents, les traces sur le plan xOy, de leurs plans de polarisation, soient parallèles à Ox. Dans ces conditions, qui sont celles qui se trouvent toujours approximativement réalisées, et avec l'orientation figurée de l'analyseur, seuls les rayons qui, dans l'intérieur du spath, se propagent parallèlement au plan xOz, seront complètement éteints. De là, sans insister davantage, la production de la bande noire diffuse, dont j'ai signalé l'existence.

La condition nécessaire pour que ce grave inconvénient disparaisse est que le nicol employé aît ses faces d'entrée et de sortie de la lumière normales à la direction moyenne du faisceau qui la traverse et parallèles à l'axe optique du spath qui le constitue (1). Dans ces conditions, en effet, le plan xOy est tout d'abord parallèle au plan focal de l'objectif de la lunette. Comme, d'autre part, la direc-

(1) M. S. P. Thompson, qui a, le premier, utilisé de pareils analyseurs, dits prismes de Ahrens, a donné (*Phil. Mag.*, 1886) tous les renseignements relatifs à leur construction.

tion de l'axe AB est parallèle à ce plan, les traces, tant sur le plan xOz que sur le plan d'observation, des plans de vibration sont, pour tous les rayons, des droites parallèles. L'extinction complète s'obtiendra simultanément pour toute l'étendue du champ. Si l'on fait usage d'un appareil à pénombres, l'égalité des teintes des deux moitiés du champ s'obtiendra aisément, car elles demeurent constamment uniformes l'une et l'autre.

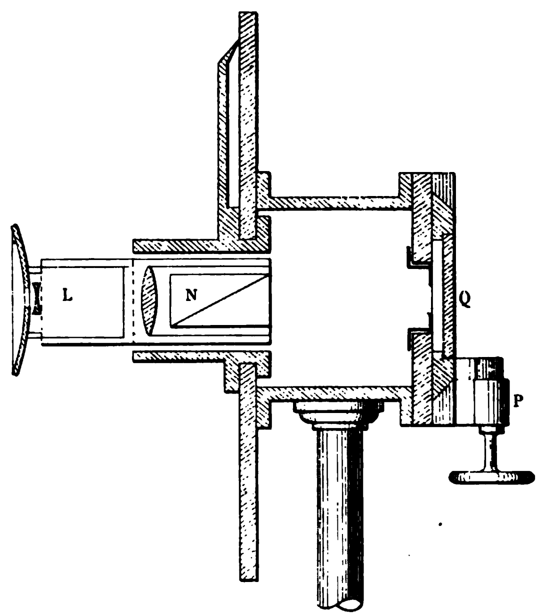


FIG. 2.

A la suite de l'exposé qui précède, une simple figure suffira pour compléter la description de l'appareil (*fig.* 2) : Q est la lame de quartz à deux rotations, mobile au moyen d'une crémaillère et du pignon P; N est le prisme d'Ahrens, servant d'analyseur; L est enfin une petite lunette de Galilée, visant dans le plan de Q servant d'oculaire.

J'aurai prochainement l'occasion de décrire quelques expériences effectuées au moyen de cet appareil.

SUR L'ÉCLAIRAGE PAR LA LUMIÈRE FROIDE PHYSIOLOGIQUE, DITE LUMIÈRE VIVANTE;

Par M. Raphael DUBOIS.

La meilleure lumière pour l'éclairage serait celle qui contiendrait la quantité maxima de radiations de longueur d'onde moyenne, unie à la quantité minima de radiations calorifiques ou chimiques, à la condition qu'elle serait obtenue pratiquement et économiquement.

Ce qui se rapproche le plus, à l'heure actuelle, de cet éclairage idéal est certainement celui que l'on obtient avec la lumière physiologique ou *lumière vivante*. Dans beaucoup de cas, à cause de sa luminescence spéciale, elle est très agréable à l'œil et absolument parfaite au point de vue de la vision (1); seulement les moyens propres à l'obtenir laissent encore à désirer, surtout en ce qui concerne l'intensité. Cependant j'ai pu mettre sous les yeux du public, au mois d'avril dernier, dans les locaux du Palais de l'Optique, à l'Exposition, des résultats pratiques qui sont encourageants; c'est pourquoi je crois utile de les signaler.

Pour produire la lumière physiologique avec son maximum d'intensité éclairante, d'une manière rapide et pratique, en quantité aussi considérable qu'on le désire, j'ai imaginé de cultiver certains microbes lumineux, ou *photobactéries*, dans les bouillons *liquides* d'une composition spéciale.

Lorsque ces derniers sont ensemencés avec de bonnes cultures, dans les limites moyennes de la température de l'atmosphère, on obtient très vite des liquides lumineux. En plaçant ceux-ci dans des récipients de verre, de préférence à faces planes, convenablement disposés, on arrive à éclairer une salle assez fortement pour qu'on y puisse reconnaître les traits d'une personne à plusieurs mètres de distance, lire des caractères d'imprimerie ou l'heure à une montre, principalement le soir, quand l'œil n'est pas ébloui par la clarté du

(1) J'ai montré depuis longtemps que celle que l'on obtient avec des photobactéries ne renferme que des *quantités infinitésimales de radiations calorifiques*. La proportion des *radiations chimiques* y est si faible qu'il faut plusieurs heures de pose, avec une plaque instantanée, pour obtenir une bonne épreuve photographique. *Sa force de pénétration est très grande*, car des épreuves peuvent être produites malgré l'interposition de corps opaques : bois, carton, etc. Toutefois les feuilles minces d'aluminium ne sont pas traversées.

jour, ou bien après un séjour de quelques minutes dans une chambre obscure ou faiblement éclairée.

Les bouillons dont je me suis servi doivent contenir : de l'eau, du sel marin, un aliment ternaire, un aliment quaternaire azoté, un aliment phosphoré et des traces de ces composés minéraux qui entrent dans la composition de toute matière bioprotéonique.

J'ai fait connaître autre part(1) les proportions d'un bouillon-type; je n'y reviendrai pas ici; je veux seulement insister actuellement sur la nature des substances qui donnent les meilleurs résultats. J'ai essayé plusieurs milliers de produits ou de mélanges de ces produits.

Les aliments qui nous ont fourni la plus forte lumière et la plus longue durée sont les suivants :

Aliments ternaires : glycérine et mannite;

Aliments quaternaires : peptones et asparagine;

Aliments phosphorés : nucléines, lécythine phosphorées, phosphate de potasse.

Les peptones donnent de bons résultats; mais ils ont le très grand inconvénient de nécessiter une stérilisation parfaite, sans quoi le bouillon est vite envahi par les microbes de la putréfaction ; il dégage alors une odeur infecte et s'éteint rapidement. Dans tous les cas, les peptones doivent être de première qualité. Les peptones à bas prix, liquides ou pâteux, présentent de graves défauts, entre autres celui de produire des odeurs fétides, même pendant la préparation du bouillon et avant toute inoculation.

Ces inconvénients des peptones sont surtout fâcheux quand on veut obtenir en grand des liquides lumineux pour l'éclairage : en effet, ces derniers doivent être, à la fois, aérés et doucement agités. Un des meilleurs moyens pour atteindre ce but est de faire passer des bulles d'air dans le liquide ; cet air doit être filtré, ou mieux stérilisé par son passage dans un tube chauffé ou renfermant une spirale de platine rougie.

L'asparagine offre une grande supériorité sur les peptones, parce qu'elle résiste à la fermentation putride proprement dite et qu'il n'est pas aussi indispensable de se mettre à l'abri des germes de l'air, ce qui est préférable, cependant, à cause de la concurrence vitale. En

(1) Raphael Dubois, *Leçons de Physiologie générale et comparée*, Paris, Carré et Naud; 1898.

tout cas, les bouillons à asparagine convenablement préparés ne dégagent pas de mauvaise odeur et brillent à l'air libre. Cette substance a l'inconvénient d'être, à l'heure actuelle, d'un prix élevé.

J'ai pu obtenir très économiquement des bouillons exclusivement végétaux, en utilisant certains tourteaux de graines oléagineuses ; mais souvent il faut quand même stériliser et, en tout cas, produire dans le bouillon lumineux une bonne ventilation, pour empêcher le développement de microbes anaérobies réducteurs, qui développent de l'acide sulfhydrique de divers autres produits sulfurés.

La persistance de la lumière dans les milieux liquides varie suivant la richesse du bouillon nutritif, son aération, son agitation, suivant la pureté des cultures, la température extérieure : j'en ai vu résister pendant six mois au repos et dans un sous-sol obscur.

En résumé, grâce à nos bouillons liquides, nous sommes parvenus à éclairer une salle avec une lumière égale à celle d'un beau clair de lune. J'ai tout lieu d'espérer que la puissance de cet éclairage pourra être notablement augmentée et que la possibilité de son utilisation pratique ne tardera pas à être reconnue.

L'énorme travail industriel produit par la levure de bière montre assez ce que l'on peut attendre de l'activité des infiniment petits, et, en particulier, des microbes lumineux.

NOUVEAU MODÈLE DE TROMPE A MERCURE;

Par MM. G. BERLEMONT et JOUARD.

Les divers inconvénients que présentent les modèles courants de trompe à mercure nous ont engagé depuis longtemps à chercher un mode de construction meilleur, qui atténue ou même fasse disparaître ces inconvénients.

Les conditions que nous nous sommes attachés à réaliser sont, d'une part, la suppression des robinets et, par suite, de la graisse dont ils rendent l'emploi indispensable, aussi bien sur le trajet de l'air que sur le trajet du mercure ; la disparition des tubes courbes qui servent fréquemment de refuge aux bulles d'air entraînées par le mercure ; un démontage et, par suite, un nettoyage faciles ; enfin une réduction très appréciable du prix de l'appareil.

Après des essais multiples, nous avons construit le modèle ci-contre qui satisfait à ces divers désidérata. Le réservoir de mercure est formé par un manchon de verre E, assez large et dont la partie inférieure est mastiquée dans une garniture de fonte, munie d'un



robinet de fer qui permet de vider le manchon. Dans le mercure de ce manchon, plonge une cloche étroite qui enveloppe la partie supérieure des tubes de chute et communique par le haut avec le récipient où on veut faire le vide. Les tubes de chute portent, à quelques centimètres de leur extrémité supérieure, un petit trou latéral, par

lequel se déverse le mercure quand il a atteint un niveau suffisant. Les tubes de chute traversent, d'autre part, le fond de la garniture de fonte et viennent déboucher, comme d'ordinaire, sous le mercure du cristallisoir placé tout en bas.

A ces parties essentielles s'ajoutent les pièces nécessaires au remontage automatique du mercure, le dispositif permettant de commencer le vide avec la trompe à eau et enfin une jauge de Mac-Leod.

Le remontage automatique s'obtient par le système imaginé par M. Verneuil, que nous avons réduit à des dimensions plus petites. Dans le manchon E plonge une deuxième cloche communiquant par le haut avec la trompe à eau. A la partie supérieure de cette cloche débouche un tube vertical qui traverse, d'autre part, le fond de la garniture de fonte et vient plonger dans le mercure du cristallisoir inférieur. C, tube vertical, porte, à 1 centimètre environ du niveau du mercure, un petit branchement latéral D, par lequel pénètre l'air extérieur appelé par la trompe à eau; l'écoulement de cet air peut être réglé au moyen d'un caoutchouc et d'une pince à vis. Si le débit est bien réglé, le mercure est soulevé jusqu'à la hauteur de D, et les bulles d'air divisent la colonne en gouttes qu'elles entraînent dans leur ascension jusqu'à l'extrémité supérieure du tube vertical; le mercure tombe dans la cloche et, de là, vient remplacer dans le manchon celui qui s'est écoulé par les chutes.

La jauge de Mac-Leod se voit sur la gauche du dessin; le mercure qui sert à la faire fonctionner reste tout à fait indépendant du mercure circulant et n'est soumis à aucune cause de souillure.

Le tube vertical de la jauge pénètre dans l'intérieur d'une ampoule. la hauteur du tube et la section de l'ampoule sont calculées de manière qu'on puisse remplir la jauge sans démasquer le tube. L'ampoule porte une tubulure latérale munie d'un robinet ou d'une pince R qu'un caoutchouc relie à la pièce C; le robinet peut être d'ailleurs remplacé par une pince. Cette pièce, C, est une ampoule munie de trois tubulures : l'une à la partie inférieure, qui porte un caoutchouc plongeant dans un flacon rempli de mercure; ce caoutchouc peut être fermé par la pince B; des deux autres tubulures, placées à la partie supérieure, l'une reçoit le caoutchouc venant de la jauge, l'autre un caoutchouc qui aboutit à la trompe à eau par l'intermédiaire du tube A. Enfin, dans l'ampoule, pénètre par une double soudure un tube vertical soudé, d'autre part, à la cloche qui

recouvre les tubes de chute, au tube de la jauge et au récipient; le mercure contenu dans cette ampoule et le manomètre restent toujours isolés des autres.

Tout l'ensemble est enfermé dans une cage vitrée où on peut mettre un desséchant. En dehors de la cage, à droite, on aperçoit un tube en deux parties, renfermant un desséchant, et qui est destiné à empêcher l'humidité de la trompe à eau d'arriver dans l'appareil.

Supposons que du mercure ait été introduit dans tous les vases, dans le manchon, jusqu'aux deux tiers environ de la hauteur.

Nous ouvrons le robinet, ou pince R, et nous desserrons la pince B; le mercure de C s'écoule et démasque l'orifice du tube central; nous refermons B. Si alors nous relions la trompe à eau à la tubulure A, la trompe à eau fait le vide dans le récipient et dans la jauge. Quand la limite de fonctionnement de la trompe à eau est atteinte, nous fermons R et nous ouvrons B : le mercure monte en C et vient fermer le tube central. La trompe à mercure est isolée alors de l'extérieur. Si nous laissons rentrer l'air par A, la pression atmosphérique fait monter le mercure de C dans le tube central; une graduation tracée sur ce tube permet de l'utiliser comme manomètre.

En mettant le caoutchouc de la trompe à eau sur A′, nous faisons fonctionner le remontage, et, quand le mercure a atteint un niveau suffisant, les chutes se mettent en marche.

Pour se servir de la jauge, il suffit d'ouvrir lentement le robinet ou pince R; la pression atmosphérique fait monter le mercure dans la jauge. La mesure terminée, on a, pour rappeler le mercure, simplement à mettre la trompe à eau sur A; le vide se fait au-dessus du mercure dans l'ampoule inférieure de la jauge et le mercure redescend dans le tube.

La présence du robinet R n'a aucun inconvénient : le mercure ne vient jamais en contact avec lui, pas plus que l'air ou le gaz de l'espace où on veut faire le vide.

Une trompe de ce genre à trois chutes permet de réaliser le vide de Crookes, en une heure à peine, dans un espace d'un demi-litre.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 1er semestre 1899.

A. GUILLET. — Sur une forme simple de magnétomètre. (*C. R.*, t. CXXVIII, p. 48).

L'appareil comprend un équipage mobile formé d'un cadre plan *c*, solidaire d'un cylindre creux C. Le courant est conduit dans ce système C*c* et en sort par des fils d'argent très flexibles et de diamètre inférieur à $\frac{1}{50}$ de millimètre. Cet équipage est suspendu à un micromètre de torsion par un fil métallique très fin. On peut mesurer avec cet appareil la masse *m* de magnétisme libre d'un aimant, ainsi que la distance *l* des deux pôles. On peut s'en servir comme galvanomètre ; l'intensité du courant déviant est rigoureusement proportionnelle à l'angle de déviation. On peut aussi l'utiliser comme balistique. En substituant à l'aimant directeur une bobine de dimensions connues, l'appareil fonctionne comme électrodynamomètre.

H. BAGARD. — Sur les variations de résistance d'un conducteur électrolytique dans un champ magnétique. — P. 91 ; 1899.

Un tube en forme d'anneau interrompu et raccordé à ses deux extrémités avec deux tubes remplis comme lui d'un liquide électrolytique (solution de SO^4Cu) est soumis à l'action d'un champ magnétique normal à son plan. Sa résistance augmente s'il est traversé par un courant électrique. L'augmentation est plus grande lorsque l'action électromagnétique est centrifuge que lorsque l'action du champ sur le courant tend à rapprocher les particules liquides du centre de l'anneau. Ce résultat peut être expliqué sans admettre une variation de la résistivité. Il suffit de remarquer que le champ magnétique déforme les trajectoires parcourues par les ions, resserre le flux électrique dans l'anneau et augmente davantage la longueur moyenne des lignes de flux quand l'action électromagnétique est centrifuge que quand elle est centripète. Il n'en est pas de même de la résistance d'un anneau de bismuth de même forme que le tube soumis à l'action du champ magnétique ; elle varie, en effet, de la même quantité pour les deux directions du champ. Ce phénomène

paraît bien être dû à une variation de la résistivité; tous les observateurs qui ont étudié le phénomène de Hall ont reconnu que la déviation des lignes de flux ne saurait être attribuée à une action directe de l'aimant sur le courant.

Th. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1899. — P. 94.

	Parc Saint-Maur.		Perpignan.		Nice.	
	Valeurs absolues au 1er janvier 1899.	Variation séculaire en 1898	Valeurs absolues au 1er janvier 1899.	Variation séculaire en 1898.	Valeurs absolues au 1er janvier 1898.	Variation séculaire en 1898.
Déclinaison	14° 51' 45	— 4' 60	13° 45' 08	— 4' 02	12° 6' 14	— 4' 13
Inclinaison	64° 57' 5	— 1' 4	60° 0' 9	— 2' 2	60° 12' 9	— 1' 4
Composante horizontale	0,19682	+ 0,00022	0,22403	+ 0,00041	0,22365	+ 0,00033
Composante verticale	0,42127	+ 0,00002	0,38826	+ 0,00014	0,39075	+ 0,00031
Force totale	0,46498	+ 0,00011	0,44826	+ 0,00033	0,45023	+ 0,00035

R. D.

C. MATIGNON. — La variation d'entropie dans la dissociation de systèmes hétérogènes semblables. — P. 103.

L'analogie des lois de la dissociation en système hétérogène avec les lois relatives à la vaporisation des liquides permet d'étendre aux systèmes chimiques comparables la loi de Trouton relative aux chaleurs de vaporisation des liquides et à leurs températures absolues d'ébullition sous une même pression. « Les chaleurs de combinaison des composés à partir des produits de leur dissociation sont proportionnelles aux températures absolues correspondant à une même pression de dissociation. » M. Matignon, qui propose cette extension, en démontre l'exactitude par des exemples pris parmi les chlorures ammoniacaux.

H. BECQUEREL. — Sur la dispersion anomale de la vapeur de sodium incandescente, et sur quelques conséquences de ce phénomène. — P. 146.

L'auteur, qui a mis en évidence la dispersion anomale considérable de la vapeur de sodium incandescent, pour les radiations voisines de D_1 et de D_2, conclut de cette étude diverses conclusions relatives: 1° à la superposition de deux dispersions anomales différentes dues à chacune des raies D_1 et D_2; 2° à la constatation et à la mesure

d'indices de réfraction inférieurs à l'unité; 3° à une expérience de M. Voigt, qui s'interprète en admettant l'existence simultanée de la dispersion anomale et du phénomène de Zeeman.

H. BECQUEREL. — Note sur quelques propriétés du rayonnement de l'uranium et des corps radio-actifs. — P. 771.

Les propriétés fondamentales qui caractérisent le rayonnement de l'uranium sont : la spontanéité du rayonnement, sa permanence et la propriété de rendre les gaz conducteurs de l'électricité. Les phénomènes de polarisation, de réflexion et de réfraction que M. H. Becquerel avait cru reconnaître dans les radiations émises, n'ont pas été vérifiés par les expériences ultérieures. Il en résulte que le rayonnement des corps radio-actifs présente des caractères qui le rapprochent plus des rayons X que de la lumière ordinaire. La constatation d'effets analogues aux rayons secondaires accentue encore ce rapprochement.

L. DÉCOMBE. — Sur une méthode physique pouvant permettre de décider s'il y a, ou non, dispersion dans le vide. — P. 172.

L'idée de la dispersion dans le vide, quoique déjà vieille, ne repose pas encore sur des faits expérimentaux bien établis. Si la dispersion existe, la différence des vitesses doit être d'autant plus grande que les périodes ondulatoires diffèrent davantage. L'expérience consistant à recevoir dans une même station la lumière et l'onde électromagnétique émises par un excitateur électrique à une dizaine de kilomètres de distance est théoriquement possible. L'auteur se propose d'exécuter ces recherches dès que les circonstances le lui permettront.

A. PÉROT. — Sur l'expression de l'énergie d'un circuit et la loi de l'électro-aimant. — P. 235.

L'énergie intrinsèque d'un circuit traversé par un flux magnétique Φ, et parcouru par un courant I, peut être représentée par l'expression $\int_0^{I_1} I d\Phi$. Cette expression se réduit à $\frac{1}{2} I_1 \Phi_1$, lorsque le milieu n'est pas magnétique. Elle conserve la même valeur dans le

cas d'un milieu magnétique, lorsque le déplacement infiniment petit de l'armature peut être considéré comme n'ayant pas d'influence sur le tracé des lignes de force dans le milieu magnétique.

P. VILLARD. — Sur l'action chimique des rayons X. — P. 235.

Le platinocyanure de baryum, modifié par les rayons X, est complètement régénéré par l'action de la lumière. Il existe un antagonisme, entre l'action des rayons X et celle de la lumière, qui se manifeste d'une manière très apparente avec les plaques photographiques au gélatinobromure d'argent. Une plaque préalablement soumise à l'action des rayons X est isolée, puis développée. Avant le développement, la moitié insolée de la plaque est un peu plus sombre que l'autre; le révélateur rétablit d'abord l'égalité de teinte; la partie non insolée se développe ensuite d'une façon prépondérante. On peut, avec de l'habitude, effectuer les opérations en pleine lumière et obtenir des épreuves exemptes de voile avec d'aussi bonnes demi-teintes que les radiographies ordinaires.

H. BOUASSE. — Sur les courbes de traction. — P. 291.

Les courbes de traction des fils recuits, lorsque la charge varie proportionnellement au temps, peuvent être représentées par la formule :

$$p = p_0 + A \sqrt{\log. \frac{l}{l_0} - \frac{l - l_0}{l_1}},$$

où, à un instant donné, p représente la charge; l_0, la longueur initiale; l, la longueur ramenée à une charge nulle, c'est-à-dire déduction faite de l'allongement temporaire; p_0 et l' sont des constantes.

L'auteur étudie dans un mémoire plus étendu, paru dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse :* 1° les transformations irréversibles que subit le métal le long de la courbe de traction, par la détermination de ses propriétés en chaque point et spécialement de ses constantes élastiques et de son coefficient *apparent* de Poisson; 2° les modifications des courbes de traction suivant la manière continue ou discontinue dont se produit la charge; 3° l'action d'un couple constant imposé pendant la traction.

G. MOREAU. — Sur la torsion permanente et le point de recalescence de l'acier. — P. 292.

Après avoir tordu un fil métallique magnétique de T degrés, il est possible d'obtenir la torsion résiduelle T_r; il suffit pour cela de mesurer la torsion temporaire qu'un champ magnétique lui communique et de noter la torsion que possède le fil lorsque la torsion magnétique s'annule. La loi relative à l'acier est analogue à celle du fer doux; elle est exprimée en fonction du diamètre d du fil par la même relation :

$$T_r = T - \frac{k}{d}.$$

La constante K varie avec la nature du métal (six fois plus grande pour l'acier que pour le fer) et avec les conditions de *recuit* ou de *trempe*. Les courbes en t et k, relatives l'une au recuit, l'autre à la trempe, se coupent au point de récalescence qu'elles permettent de déterminer très exactement.

G. LE BON. — Sur la transparence des corps opaques pour les radiations lumineuses de grande longueur d'onde. — P. 297.

L'auteur pense avoir démontré par ses expériences que les radiations invisibles de grandes longueurs d'onde possèdent le pouvoir de traverser les corps opaques.

H. POINCARÉ. — Le phénomène de Hall et la théorie de Lorentz. — P. 339.

L'expression :

$$p = C\left[\frac{4\pi f}{k_0} + \frac{\xi e^{3}\delta^{2}}{CD.}(q\gamma - r\beta)\right]$$

représente, dans la théorie de Lorentz, la composante du courant suivant l'axe des x. Dans cette formule, C désigne la conductibilité spécifique; f, la composante du déplacement suivant l'axe des x; k_0, l'inverse du carré de la vitesse de la lumière; e, la charge électrique d'une particule, $D\tau$ un élément de volume du conducteur; q et r, les composantes du courant suivant oy et oz; β et γ, celles de la force magnétique.

Lorsque l'expression $\xi e^3\lambda^2$ est négligeable, il reste : $p = C\,\frac{4\pi f}{k_0}$. Lorsque cette expression n'est pas négligeable, à la force électromotrice $\frac{4\pi f}{k_0}$ s'ajoute une force électromotrice supplémentaire, *celle de Hall*, représentée par l'expression : $\frac{\xi e^3\lambda^2}{CD\tau}(q\gamma - r\beta)$.

Cette force électromotrice grandit avec e ; il y aurait lieu de rechercher si le phénomène de Hall n'existe pas pour tous les métaux quand ils portent une forte charge et de voir s'il ne change pas de signe avec cette charge. L'expérience mériterait d'être tentée. Elle ne saurait toutefois constituer un argument pour ou contre la théorie de Lorentz, parce qu'on ne peut pas *a priori* se faire une idée de l'ordre de grandeur de l'effet obtenu.

A. BROCA. — Décharge disruptive dans le vide. — Formation des rayons anodiques. — P. 356.

La nature matérielle des rayons issus de l'anode paraît indiscutable si l'on observe, après quelque temps de fonctionnement, l'anode d'un tube de Crookes comprenant deux pointes en regard l'une de l'autre. Cette anode présente un petit cratère qui démontre un arrachement de molécules métalliques d'autant plus considérable que l'anode est plus rapprochée de la cathode. L'action du champ magnétique disperse ces rayons dans le sens prévu par la théorie, et la métallisation des parois par les particules transportées démontre leur nature matérielle.

AUGUSTE et LOUIS LUMIÈRE. — Sur les actions de la lumière aux très basses températures. — Influence des températures très basses sur la phosphorescence. — P. 359 et 549.

Le professeur Dewar[1] a constaté, en 1895, l'affaiblissement de la sensibilité des préparations photographiques et la suspension de la phosphorescence par le froid. C'est ce que MM. Auguste et Louis Lumière ont vérifié. Ils ont, en outre, déterminé sur des échantillons de sulfures de calcium et de zinc très phosphorescents les tempé-

(1) *Proc. chem. Soc.*, vol. X, p. 171.

ratures limites à partir desquelles la phosphorescence est suspendue ; celles-ci ont varié entre — 10° et — 190° ; elles sont d'autant plus basses que la phosphorescence initiale est plus intense, quelle que soit, d'ailleurs, la cause de cette intensité initiale, qu'elle provienne de la nature de la substance, de la nature, de l'intensité ou de la durée de l'excitation. Si l'excitation a lieu à très basse température (— 200° par exemple), on peut percevoir, au moment du réchauffement une phosphorescence avec une intensité qui ne peut être obtenue par le refroidissement aux températures correspondantes. Les rayons X peuvent exciter la phosphorescence pour les températures voisines de 200° ; ce n'est que par le réchauffement que les substances ainsi excitées peuvent émettre de la lumière.

DÉSIRÉ KORDA. — L'influence du magnétisme sur la conductibilité calorifique du fer. — P. 418.

La conductibilité calorifique du fer doux, soumis à l'action d'un champ magnétique, est indépendante de la direction du champ ; elle diminue dans le sens des lignes de force et n'éprouve aucune variation dans les directions normales au champ. La quantité q de chaleur qui ne sert pas à augmenter la température, mais qui amène une modification de la perméabilité et une diminution du courant d'excitation, peut être déterminée par l'expérience. Elle est exprimée en fonction du champ H, de la perméabilité μ, de la température θ de l'expérience et de l'équivalent mécanique de la calorie $\frac{1}{A}$ par la relation :

$$q = \frac{H^2\theta}{4\pi A} \cdot \frac{d\mu}{d\theta}.$$

J.-J. BORGMAN et A.-A. PETROWSKI. — Sur la capacité électrique des corps mauvais conducteurs. — P. 420 et p. 1153.

Parmi les particularités intéressantes signalées dans leur première note, il en est une que les auteurs ont appliquée à la comparaison des capacités. L'un des pôles d'une bobine de Ruhmkoff est réuni métalliquement à une électrode, que l'on déplace le long d'une gouttière horizontale (80 centimètres de longueur), creusée dans un bloc de paraffine et remplie d'eau. Les deux extrémités de cette gouttière communiquent avec un tube de Geissler, qui s'illumine et présente

dans la partie rétrécie un espace non illuminé et bien délimité. L'adjonction d'une capacité quelconque à l'une des électrodes du tube de Geissler provoque le déplacement du nœud dans la direction de cette électrode. On peut ramener le nœud à sa position primitive en adjoignant à l'autre électrode du tube une capacité égale à la première.

Voici les principaux résultats obtenus : Les capacités de colonnes de liquides bons conducteurs ont la même grandeur que les capacités d'égales colonnes de mercure. Les capacités de liquides mauvais conducteurs diffèrent de celles du mercure. Les liquides isolants ne donnent pas de capacité. La capacité d'un tube contenant un gaz raréfié grandit lorsque la pression diminue.

HURMUZESCU. — Sur la transformation des rayons X par les différents corps. — P. 422.

Les relations entre les propriétés des rayonnements provoqués par l'action des rayons X sur les métaux et l'absorption du même corps pour les radiations qu'il émet sont complexes. On peut trouver des cas particuliers où les corps transforment d'autant mieux qu'ils sont plus absorbants ; mais cette propriété n'est pas générale. On peut toutefois admettre que la transformation se fait dans l'intérieur du corps jusqu'à une certaine épaisseur limite.

MARAGE. — La méthode graphique dans l'étude des voyelles. — P. 425.

L'auteur a repris par la méthode graphique les études qu'il avait faites précédemment avec les flammes de Kœnig. Il explique ainsi les divergences existant entre les divers expérimentateurs ; les résultats obtenus dépendent, en effet, des conditions de fonctionnement de l'appareil ; il serait, par conséquent, désirable que la proposition de M. Marly d'uniformiser les instruments de recherches fût universellement adoptée.

MARAGE. — Synthèse et vocables de certaines voyelles. — P. 689.

Les voyelles ont deux origines : la vibration de l'air et le transport. C'est ce que l'auteur démontre, avec un certain nombre de conséquences.

A. BROCA. — Variation de l'acuité visuelle avec l'azimut. Modification de la section droite des cônes par l'accommodation astigmatique. — P. 450.

A côté des considérations développées par l'auteur, il est un côté pratique qui intéresse les physiciens ; pour faire les meilleurs pointés possibles sur un croisement de fils de réticule, il est bon d'incliner les fils suivant les méridiens principaux d'astigmatisme, même quand cet astigmatisme est très faible.

P.-Th. MULLER. — Sur la loi de dilution des électrolytes. — P. 505.

Ostwald [1], Bredig [2] ont vérifié que, dans les cas des sels neutres minéraux et organiques, la conductibilité moléculaire μ diffère de la conductibilité moléculaire μ_∞ de la solution infiniment diluée d'une quantité δ qui, à une température déterminée, n'est fonction que du volume v. Kohlrausch [3] a étendu cette règle aux ions monovalents eux-mêmes. M. Muller démontre que les règles de Ostwald-Bredig et de Kohlrausch se confondent, à condition d'attribuer la même importance, dans la formation du terme δ, aux anions et aux cations.

Les expériences faites à 18° conduisent, dans le cas des sels neutres formés d'ions monovalents, à l'expression :

$$\delta = 52,72 v^{-(0,44504)};$$

les expériences faites à 25° donnent :

$$\delta = 62,152 v^{-(0,44504)}.$$

Les valeurs de μ ainsi déterminées peuvent servir au calcul de la conductibilité des solutions *équivalentes* de sels neutres dans la mesure où la loi des valences d'Ostwald [4] est elle-même vérifiée.

---

(1) Ostwald, *Allgemeine Chemie* (2e édit.), t. II, p. 693.
(2) Bredig, *Zeits. f. physik-Chem.*, t. XIII, p. 198 ; 1894.
(3) P. Kohlrausch, *Wiedem. Ann.*, t. LXVI, p. 791 ; 1898.
(4) Ostwald, *loc. cit.*, p. 693 ; — et Bredig, *loc. cit.*, p. 197.

DUSSAUD. — De l'amplification des sons dans les phonographes. — P. 552.

Le son produit par un phonographe est d'autant plus intense que le sillon qui le provoque est plus allongé. On augmentera donc l'intensité du son en prenant des cylindres de grand diamètre et en les faisant tourner, lors de l'enregistrement, le plus vite possible.

MAURICE HAMY. — Mesure interférentielle des diamètres des satellites de Jupiter et de Vesta, effectuée au grand équatorial coudé de l'Observatoire de Paris. — P. 583.

M. Hamy s'est servi de la méthode de Fizeau pour mesurer les petits diamètres. On couvre l'objectif d'une lunette avec un écran dans lequel sont pratiquées deux fentes rectangulaires, parallèles et de largeur *a*. On détermine expérimentalement l'écartement *l* des centres de ces ouvertures, pour lequel il y a évanouissement des franges, localisées dans le plan focal. Le diamètre ε de l'objet éclairant est, d'après M. Hamy, fourni par la relation :

$$l\varepsilon = 126''1 + 96''5\left(\frac{a}{l}\right);$$

l et *a* sont exprimées en millimètres, et ε en secondes d'arc. Les nombres obtenus ramenés à la même distance sont les suivants :

1er	2me	3me	4me satellite
0''98	0''87	1''28	1''31

En opérant dans des conditions convenables, on peut affirmer que cette méthode doit conduire, dans l'avenir, à de très bonnes valeurs des diamètres. Conformément au calcul, il a été vérifié, en faisant croître l'écartement des fentes à partir de la distance qui correspond au premier évanouissement des franges, que de nouvelles franges confuses réapparaissent pour disparaître de nouveau.

C. FERY. — Sur le maximum de sensibilité des galvanomètres à cadre mobile. — P. 663. — Nouvelle méthode galvanométrique. — P. 1392.

L'auteur recherche par le calcul la valeur du rapport $\frac{r'}{r}$ des résistances du fil de torsion et de la bobine du galvanomètre Desprez-

d'Arsonval, qui met l'appareil dans les meilleures conditions de sensibilité. Après un tel perfectionnement, le couple de torsion étant faible, le zéro est flottant ; les déviations deviennent incertaines. Il convient alors, pour connaître l'intensité, de déterminer la vitesse que prend l'équipage mobile.

A. BLONDEL. — Sur les arcs à courants alternatifs dissymétriques entre métaux et charbons. — P. 727.

L'auteur a employé son oscillographe pour étudier les conditions de production et la nature de la dissymétrie des arcs qui ont lieu entre métaux et charbons. Quel que soit le métal employé, les phénomènes ont la même allure et ne diffèrent qu'au point de vue quantitatif. Les mêmes effets sont obtenus avec les charbons homogènes et les charbons munis d'une âme contenant des silicates. Avec l'arc court, les courbes périodiques sont analogues à celles des arcs entre charbons, avec cependant une dissymétrie plus ou moins accusée dans les alternances successives. Avec l'arc long, il se produit un son vibratoire criard, et il y a suppression d'une alternance sur deux, l'arc ne s'allumant plus dans le sens du charbon-métal. Si le circuit n'est pas inductif, le passage du courant reste interrompu pendant une demi-période. Si le circuit est inductif, la durée d'extinction est encore augmentée.

D. NEGREANO. — Sur les éléments magnétiques en Roumanie, au 1er janvier 1895. — P. 813.

Les éléments magnétiques en Roumanie sont sensiblement représentés par les formules :

$$D = 4^\circ 50' - 0,45\ (L_l - L_B) - 0,07\ (\lambda_l - \lambda_B) - 6'\ (t - 1895)$$
$$I = 59^\circ 3' - 0,12\ (L_l - L_B) + 0,84\ (\lambda_l - \lambda_B) - 2'\ (t - 1895)$$
$$H = 0,233 + 0,001\ (L_l - L_B) - 0,005\ (\lambda_l - \lambda_B) + 0,00018\ (t - 1895).$$

L_l et L_B, λ_λ et λ_B sont les longitudes et les latitudes du lieu et de Bucharest, t le millésime.

G. HUMBERT. — Transformation de la lunette de Galilée en instrument stadimétrique. — P. 819.

L'oculaire divergent de la lunette de Galilée ne permet pas de mesurer les dimensions de l'image fournie par l'objectif, puisqu'il n'est pas possible de la superposer avec une échelle graduée. Le colonel Humbert propose, en utilisant une jumelle de Galilée, de couvrir l'oculaire de droite d'un disque percé d'une fente de 2 millimètres environ de largeur et de regarder à travers cet oculaire des traits équidistants et parallèles à la fente tracés sur l'objectif. L'image de la graduation fournie par cette lunette se superpose avec l'image fournie à l'œil par la lunette de gauche. Les jumelles de tout modèle peuvent être facilement transformées et servir indifféremment soit comme jumelles ordinaires, soit comme mesureurs de distances. La fente s'éclipse ou apparaît à volonté.

Daniel BERTHELOT et P. SACERDOTE. — Sur le mélange des gaz et la compressibilité des mélanges gazeux. — P. 820.

La détermination du coefficient d'écart A du mélange gazeux par rapport à la loi de Mariotte entre les pressions P_1 et P_2 a été déterminée pour divers mélanges gazeux. Ce coefficient défini par la formule :

$$\frac{P_1V_1}{P_2V_2} - 1 = A(P_2 - P_1)$$

a les valeurs suivantes :

	Proportions.	
Mélange:	SO^2 — 0,495 CO^2 — 0,505 1.000	$A^2 = 143 \times 10^{-6}$ à ($\pm 2 \times 10^{-6}$) posé
Air atmosphérique...		$A^2 = 5 \times 10^{-6}$ à ($\pm 0,5 \times 10^{-6}$) posé
Mélange:	H — 0,5 O — 0,5 1.0	$A^2 = 2 \times 10^{-6}$ à $\pm$ ($0,5 \times 10^{-6}$) posé

A. LEDUC. — Sur le rapport des poids atomiques de l'oxygène et de l'hydrogène. — P. 1158.

La synthèse de l'eau en poids a conduit M. Leduc à la valeur 15,88 du rapport des poids atomiques de l'oxygène et de l'hydrogène, exacte à $\frac{1}{10.000}$ près par excès. Le nombre 15,868 obtenu avec les densités de l'hydrogène, de l'oxygène et du mélange tonnant ne peut concorder avec le précédent que si on admet, après le mélange de ces gaz, une augmentation de pression de $\frac{1}{4.000}$, soit $0^{mm},19$ du mercure. C'est justement ce qu'ont vérifié MM. Berthelot et Sacerdote.

D. NEGREANO. — Méthode rapide pour la détermination de la chaleur spécifique des liquides. — P. 875.

Une éprouvette calorimétrique munie d'un thermomètre sensible contient le liquide à étudier, ainsi qu'un agitateur et une spirale métallique parcourue par un courant qu'on maintient rigoureusement constant. La spirale abandonne au liquide, pendant chaque unité de temps, des quantités constantes de chaleur. Le temps nécessaire pour échauffer le liquide d'un certain nombre de degrés est en raison inverse de sa chaleur spécifique.

L. WEISS. — Sur l'emploi des franges de diffraction à la lecture des déviations galvanométriques. — P. 876.

La limite des déplacements angulaires, mesurables au moyen d'un miroir de 1 centimètre de diamètre, n'est pas moindre que 2,5 secondes, à cause du défaut de pouvoir séparateur du miroir. On peut reculer cette limite en observant dans le plan conjugué d'une ligne lumineuse, par rapport au miroir, les franges de diffraction produites par les deux moitiés d'un miroir rectangulaire dont le milieu est recouvert d'un vernis noir. On prend comme repère, dans ce plan, l'une des deux franges noires très nettes qui se détachent dans l'image floue et élargie du filament lumineux. On peut ainsi lire les angles à moins d'une seconde près.

Ed. BRANLY et Gustave LE BON. — Sur l'absorption des ondes hertziennes par les corps non métalliques. — P. 874.

. Ayant déjà démontré qu'une enceinte métallique hermétiquement lcose oppose, quoique à parois minces, un obstacle absolu au passage des ondes hertziennes [1], les auteurs ont recherché le degré d'opacité pour ces ondes de substances non métalliques, bloc de ciment, bloc de pierre, caisse de sable, etc. L'opacité dépend de la nature de ces substances ; la transparence est très grande avec le sable et la pierre à bâtir; elle est extrêmement faible avec le ciment de Portland. L'opacité croît avec l'épaisseur ; des parois de ciment de 30 centimètres se laissent beaucoup moins traverser que des parois de 10 centimètres. L'humidité diminue nettement la transparence.

E. BOURDEAUX. — Sur l'obtention de fantômes électriques montrant les lignes de force d'un champ électrique dans l'air. — P. 882.

On obtient ces fantômes en disposant dans le champ électrique une lame de verre bien isolante et saupoudrée de diamidophénol, cristallisé en petites aiguilles de 2 à 3 millimètres de longueur. On frappe un léger coup sur le verre ; les lignes de forces électriques se dessinent immédiatement. On fixe les figures obtenues en pulvérisant du vernis photographique à la surface du verre ; à défaut de diamidophénol, on peut employer du liège, du sureau, du sucre et une foule d'autres substances.

Pierre LEFEBVRE. — Points corrélatifs des points de Bravais. — Points de Bravais et pôles. — P. 930 et 1320.

Études d'optique géométrique.

Ch. HENRY. — Actinophotomètre fondé sur des relations entre l'éclat du sulfure de zinc phosphorescent et l'intensité ou la nature des sources excitatrices. — P. 941.

Cet appareil est constitué d'une série d'écrans circulaires mi-translucides, mi-phosphorescents. Après avoir exposé le sulfure de

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 24 ; 1899.

zinc à la source étudiée, on introduit l'écran au bout d'un tube; on l'emboîte en face d'un verre dépoli éclairé par une bougie dont on fait varier la luminosité par l'addition de verres absorbants. La loi de déperdition normale du sulfure de zinc a été déterminée par l'auteur (Voir les *Comptes Rendus* de 1892 et 1893). Les temps différents au bout desquels l'écran de sulfure atteint l'éclat de l'écran translucide permettent d'obtenir une mesure de l'éclat initial du sulfure de zinc. Le sulfure de zinc mesure ainsi les seules radiations qui intéressent la plaque photographique; celles-ci impressionnent, en effet, d'une manière à peu près identique, le sulfure de zinc et les plaques au gélatino-bromure.

L. VILLARD. — Redresseur cathodique pour courants induits. — P. 994.

C'est l'application d'une remarque déjà faite par M. Villard [1] qu'à une pression donnée la résistance électrique d'un tube de Crookes dépend uniquement de la section du courant gazeux positif qui alimente l'émission cathodique. L'une des électrodes est constituée par une grande spirale, en fil d'aluminium, placée dans une ampoule en verre de 400 centimètres cubes environ; l'autre électrode est un disque d'aluminium de quelques millimètres de diamètre, placé dans un tube étroit et étranglé en avant du disque, de façon à gêner le plus possible l'afflux d'alimentation cathodique. Pour un vide convenable, alors que la résistance de l'appareil est mesurée par 1 millimètre d'étincelle lorsque la spirale est cathode, cette résistance atteint 15 millimètres pour le sens opposé du courant. Un appareil semblable, disposé dans le circuit d'un tube de Crookes, peut ne laisser passer qu'une alternance sur deux du courant induit d'un transformateur dont le primaire est parcouru par un courant alternatif.

ÉDOUARD BRANLY. — Radioconducteurs à billes métalliques. — P. 1089.

Des billes métalliques en acier, en fer doux ou en aluminium de diamètre variant entre 2 et 15 millimètres, sont superposées dans un tube de verre; on obtient ainsi un excellent radioconducteur compa-

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 5; 1899.

rable, comme sensibilité, à un tube à alliage d'or. Les billes en laiton ou en plomb ne conviennent pas. De tels radioconducteurs sensibles sont exposés, comme les tubes à limaille, à être qualifiés de capricieux, si on ne les traite pas convenablement. Une série de chocs faibles font renaître la conductibilité; un choc fort, unique, rétablit la résistance. Mais un choc trop fort conduit à une résistance extrême que les décharges précédentes ne surmontent plus à la même distance; la sensibilité paraît avoir disparu. On la rétablit en appliquant ce que M. Branly appelle la *sensibilisation par un premier effet.*

ARNOLD BOREL. — Sur la polarisation rotatoire magnétique du quartz. — P. 1095.

Les mesures ont été effectuées sur des quartz droits et gauches ayant pour épaisseurs : 59mm,37542 et 59mm,37550 et à la file l'un de l'autre. On élimine ainsi la polarisation rotatoire naturelle.

Les déterminations ont été effectuées, pour les différentes radiations du spectre, par les diverses méthodes polarimétriques (Laurent, Summer, Wild).

Le tableau suivant donne, pour la température de 20° C., les constantes de Verdet relatives au quartz, c'est-à-dire la rotation en minutes, produite par une épaisseur de quartz de 1 centimètre, dans un champ d'une unité C. G. S., l'axe du quartz et le rayon lumineux étant parallèles au champ.

Raies.	Longueurs d'onde.	Constantes de Verdet.
Cd_1............	643,87	0,01385
D............	589,00	0,01684
Cd_4............	508,60	0,02285
Cd_5............	480,01	0,02605
Cd_6............	467,89	0,02785
Cd_9............	360,93	0,04684
Cd_{18}............	257,29	0,10725
Cd_{23}............	219,39	0,16032

L'accroissement avec la température jusqu'à 94° a été étudié pour 3 raies. L'augmentation du pouvoir rotatoire avec la température

diminue avec la longueur d'onde. Par exemple :

Raies.	Constantes de Verdet à 94°.	Accroissement entre 20° et 54°.
Cd_4	0,01396	0,00011
D	0,01700	0,00016
Cd	0,02814	0,00029

L. COMPAN. — Transmission de la lumière par les milieux troublés. — P. 1226.

L'intensité I d'une radiation λ, qui a traversé un milieu trouble d'épaisseur z, est donnée en fonction de l'intensité I_0 à l'incidence par :

$$I = I_0 e^{-kz}.$$

La quantité K serait, d'après Clausius, Stokes, lord Rayleigh, Hurion, une fonction de la longueur d'onde seule de la forme $\frac{m}{\lambda^2}$ (Clausius), $\frac{m}{\lambda^4}$ (Stokes), $\frac{\lambda^4}{a} + b$ (Hurion).

L'auteur a opéré avec des lames recouvertes de noir de fumée, avec des quartz enfumés, avec de l'eau troublée par de l'encre de Chine, par du chlorure d'argent, par du sulfate de baryte et de la glycérine, etc... Il conclut qu'il faut tenir compte des dimensions des particules en suspension. On peut le montrer directement de la manière suivante :

Dans une cuve à faces parallèles contenant de l'eau légèrement gommée saturée d'acide sulfurique, on verse une solution d'azotate de plomb. Suivant la concentration on obtient des particules de sulfures de différentes dimensions et on vérifie qu'en même temps la lumière transmise varie depuis le gris jusqu'au rouge vif.

CH. FABRY, J. MACÉ DE LÉPINAY et A. PÉROT. — Sur la mesure en longueurs d'onde des dimensions d'un cube de quartz de 0m,04 de côté. — P. 1317.

C'est une application de la méthode interférentielle décrite par MM. Pérot et Fabry [1]. Le cube est interposé entre deux plans de

[1] *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. XVI, p. 289; 1899.

verre argentés A et A′. On mesure préalablement AA′, puis on mesure les épaisseurs d'air Aa et A′a' à l'aide de *lames-étalons* par l'observation de franges de superposition.

MAURICE HAMY. — Sur la détermination des points de repère dans le spectre. — P. 1308.

On emploie le simplificateur de radiations [1] que l'auteur a imaginé et qui permet d'éteindre une raie dans un doublet, deux raies à la fois dans un triplet, sans modifier d'une façon appréciable l'intensité de l'autre composante. La lumière, produite par un tube à vide, est projetée par une lentille, sur la fente d'un collimateur. Le faisceau parallèle traverse deux demi-prismes de Thollon et un miroir d'où il sort fortement dispersé dans une direction indépendante de la couleur pour le minimum de déviation. On passe d'une région du spectre à l'autre en faisant tourner le miroir. Les rayons, rendus convergents par un objectif, pénètrent ensuite dans deux petits prismes à réflexion totale, mobiles autour d'axes convenables qui servent à diriger la lumière vers l'appareil interférentiel à franges, soit directement, soit après l'avoir fait passer dans le simplificateur. Le dispositif permet, ayant déterminé avec une grande précision les longueurs d'onde des raies simples, de repérer d'autres radiations.

H. LE CHATELIER. — Sur la dilatation des alliages métalliques. — P. 1444.

Les maxima des courbes de fusibilité des alliages ne correspondent pas toujours à une composition de la partie fondue, identique à la composition des combinaisons définies auxquelles ces maxima sont imputables. Ce fait, observé expérimentalement par M. Le Chatelier, a été contesté par M. Van der Waals [2], en s'appuyant sur la théorie de W. Gibbs, d'après laquelle à tout maximum d'une courbe de fusibilité correspond nécessairement une composition de la partie liquide identique à celle de la partie solide qui s'en sépare. Cette contradiction entre la théorie et l'expérience disparaît si l'on admet la possibilité d'une *solution solide*, c'est-à-dire

---

(1) *C. R.*, t. XXXV, p. 1092; 1897.
(2) *Archives des Sciences néerlandaises*, 1898.

l'existence d'un mélange isomorphe de la combinaison avec le métal en excès. A l'appui de cette manière de voir, l'auteur cite ses propres expériences sur la dilatation des alliages de cuivre et d'antimoine, de cuivre et d'aluminium. Dans le cas du Cu et du Sb, le point de fusion maximum correspond à un maximum de dilatation très supérieur à la dilatation du cuivre seul et de la combinaison définie. Le fait semble bien démontrer l'existence d'une solution solide. Cette conclusion est d'ailleurs confirmée par les résultats de M. Stead [1] sur la micrographie des alliages, de Kamenphy [2] sur la variation de la résistance électrique.

A. PONSOT. — Mesure directe de la pression osmotique de solutions très étendues de chlorure de sodium. — P. 1447.

Les valeurs de i, obtenues directement avec six vases différents, sont toutes comprises entre 1,76 et 1,81 à 11°,8. Les mesures cryoscopiques avaient conduit M. Ponsot à la valeur limite $i = 1,83$ à 0° et à la pression atmosphérique. Ces valeurs concordent avec les nombres obtenus par Pickering [3] et qui varient entre 1,75 et 1,84; elles sont en désaccord avec le résultat limite $i = 2$, annoncé par M. Raoult.

S. LEDUC. — Rayons émis par une pointe électrisée. — P. 1448.

« Une pointe, en rapport avec l'un quelconque des pôles d'une machine électrostatique, l'autre étant isolé, émet des rayons non éclairants qui impressionnent en quelques secondes une plaque photographique au gélatino-bromure d'argent, ou même des papiers photographiques bien moins sensibles. Les effets sont les mêmes que ceux produits par les rayons violets et ultra-violets du spectre. »

---

(1) *Journ. of Soc. Chemical industry*, janvier 1899.
(2) *Phil. Mag.*, t. XVII, p. 270; 1884.
(3) *Berichte*, t. XXV, p. 1314.

R. BLONDLOT. — Force électromotrice produite dans une flamme par l'action magnétique. — P. 1497).

Si la flamme d'un bec-papillon a son plan perpendiculaire aux lignes de force d'un champ magnétique, deux points à la même hauteur présentent une différence de potentiel, tandis que celle-ci n'existe pas lorsque l'électro-aimant n'est pas excité. Cette force électromotrice résulte, comme dans le cas des expériences de M. Bouty [1], du déplacement d'un corps conducteur qui coupe les lignes de force d'un champ magnétique. La flamme représente à la fois un moteur thermique et un générateur magnéto-électrique; l'induction dont elle est le siège est le phénomène inverse de l'action électromagnétique en vertu de laquelle l'arc électrique prend sa forme courbe.

G. GUTTON. — Comparaison des vitesses de propagation des ondes électromagnétiques dans l'air et le long des fils. — P. 1508.

On fait émettre par un excitateur deux systèmes d'ondes; l'un se propage le long de fils de cuivre, l'autre effectue dans l'air une partie de son trajet. Un tube de Branly est disposé de telle sorte que, si les ondes arrivent en même temps, leurs actions se retranchent. Ceci fait, en remplaçant une partie du trajet dans l'air par une longueur égale de fils métalliques, on continue à ne plus observer d'action sur le tube de Branly. L'égalité des vitesses de propagation a pu être ainsi vérifiée à moins de $\frac{1}{200}$ près.

H. BORDIER et SALVADOR. — Actions électrolytiques observées dans le voisinage d'un tube de Crookes. — P. 1511.

Les accidents cutanés produits par les rayons X paraissent dus à des actions électrolytiques provenant de décharges dérivées des électrodes du tube de Crookes et se fermant sur la surface exposée aux rayons Röntgen. La décharge de rupture étant prédominante, on dispose non loin du tube de Crookes un électrolyte avec électrodes du même métal que celui du sel (sulfate de cuivre et cuivre, ou

---

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 253; 1899.

sulfate de zinc et zinc). Avant le passage de la décharge, les lames, réunies aux bornes d'un galvanomètre, ne donnaient rien ; après le passage de la décharge, on observe une déviation qui grandit avec la durée de la décharge, d'autant plus que l'électrolyte est plus rapprochée du tube et que celui-ci est plus résistant.

F. OSMOND. — Sur les aciers à aimants. — P. 1513.

Les aciers à aimant peuvent être réalisés de deux manières : 1° par la trempe pour les aciers à base de carbone ; 2° par l'addition en proportions convenables de certains métaux étrangers (Mn, Ni, Cr, Tu).

Les aciers du premier groupe ont été étudiés, au point de vue magnétique, par Mme Curie[1]. Quelques-uns seulement des aciers du second groupe ont été étudiés par le même auteur. Aussi M. Osmond s'est-il proposé de reprendre ces recherches. Il a opéré avec six échantillons contenant des proportions différentes de nickel, de manganèse et de carbone. Chacun des échantillons est amené à son état dur par recuit au-dessus des points de transformation et refroidissement à température constante, puis soumis à une série de radoucissements à des températures croissantes. L'aimantation est obtenue à l'aide d'une bobine à champ constant, puis les mesures sont effectuées au magnétomètre. Une barrette similaire en acier de qualité usuelle pour aimants, traitée de la même façon, servait de terme de comparaison.

Résultats. — Les aciers contenant de 15,48 à 24,51 0/0 de nickel, ainsi que l'acier à 4 0/0 de manganèse, présentent un minimum de magnétisme rémanent qui coïncide pratiquement avec le minimum de dureté Pour un de ces métaux, la formule de préparation est la suivante : 1° *faire revenir*, après forgeage, un peu au-dessous des points de transformation ; 2° ajuster ; 3° recuire juste au-dessus des points de transformation pour obtenir le maximum d'intensité magnétique ; 4° *faire revenir* vers 100° pour rendre l'aimantation plus stable.

L'acier à 7,80 de Mn, refroidi deux fois dans l'air liquide et *revenu* au rouge très sombre après chaque refroidissement, fournit

---

[1] *Bulletin de la Société d'Encouragement*, janvier 1898.

des aimants remarquables, supérieurs à l'aimant usuel servant de terme de comparaison. L'inconvénient est qu'on ne peut pas l'adoucir notablement.

Ces aciers *quasi-trempés* (*self-hardening*) sont intéressants pour la fabrication des aimants, parce que la trempe peut être évitée et parce que les propriétés sont constantes dans toute la masse. Ils méritent d'être signalés aux physiciens.

L.-C. de COPPET. — Sur la température du maximum de densité des solutions aqueuses des chlorures alcalins. — P. 1559.

Voici les résultats obtenus par la méthode déjà décrite [1]; l'état de tous les thermomètres est relevé au même instant au moyen de la photographie.

Nature et poids moléculaire du corps dissous.	m Molécules-grammes du corps dissous dans 1.000 gr. d'eau.	t_m Température du maximum de densité.	n Nombre de valeurs particulières trouvées pour t_m.	$\pm\sqrt{\frac{\Sigma\Delta^2}{n(n-1)}}$ Erreur probable de t_m.	D Abaissement de la température du maximum au-dessous de 3°,982 [2].	$\frac{D}{m}$ Abaissement moléculaire de la température du maximum.
Chlorure de potassium M = 74,6	0,0095	3°,856	27	0°,007	0°,126	13,26
	0,0302	3 ,630	27	0 ,010	0 ,352	11,66
	0,1024	2 ,771	24	0 ,017	1 ,211	11,82
	0,1997	1 ,634	24	0 ,007	2 ,348	11,76
	0,2965	0 ,568	27	0 ,016	3 ,414	11,51
		0 ,563	25	0 ,007	3 ,419	11,53
	0,4113	— 0 ,704	20	0 ,019	4 ,686	11,39
Chlorure de sodium M = 58,5	0,1006	2 ,675	24	0 ,004	1 ,307	12,99
	0,2019	1 ,293	17	0 ,006	2 ,689	13,32
	0,2981	0 ,037	25	0 ,012	3 ,945	13,23
	0,4004	— 1 ,342	24	0 ,014	5 ,324	13,30
	0,5016	— 2 ,662	24	0 ,023	6 ,644	13,25
Chlorure de lithium M = 45,48	0,0988	3 ,422	26	0 ,009	0 ,560	5,67
	0,2320	2 ,617	21	0 ,006	1 ,365	5,88
	0,4995	0 ,980	21	0 ,008	3 ,002	6,01
	1,0212	— 2 ,325	26	0 ,020	6 ,307	6,18
	1,3028	— 4 ,115	23	0 ,018	8 ,097	6,22
Chlorure de rubidium M = 120,85	0,1080	2 ,725	24	0 ,007	1 ,257	11,64
	0,3494	— 0 ,071	26	0 ,010	4 ,053	11,77
	0,5007	— 1 ,926	14	0 ,017	5 ,908	11,80

(1) *Annales de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. III, 1894.

(2) Température du maximum de densité de l'eau pure, déterminée par l'auteur.

Parmi les observations auxquelles donnent lieu les résultats consignés dans ce tableau, il y a lieu de remarquer que l'abaissement moléculaire du chlorure de lithium est moitié moins grand que celui produit par les autres chlorures alcalins. Une autre singularité est la suivante :

L'abaissement de température du maximum de densité d'un mélange de 0,27 molécule-gramme de NaCl et de LiCl a été trouvé égal à 1°,22 par le calcul reposant sur les données ci-dessus. Par l'expérience on a trouvé 1°,34 avec une erreur probable de ± 0°,008.

Ch. DÉVÉ. — Sur un phakomètre à oscillations. — P. 1561.

On détermine avec cet appareil la position exacte d'une image, en faisant osciller le système optique destiné à la produire autour d'un axe voisin de l'image. Celle-ci, observée avec un oculaire, oscille comme l'appareil, lorsqu'elle ne se trouve pas exactement sur l'axe d'oscillation ou dans le plan normal à la direction du pointé et contenant cet axe. Les dispositions relatives des pièces optiques et la marche de la lumière sont les mêmes que dans le foco-aberromètre Laurent [1]. On constate l'accroissement de précision obtenu par le système d'oscillation de la façon suivante : La mise au point étant réglée sans le secours de l'oscillation, mais de façon que le hochement de l'œil n'accuse aucune parallaxe entre le réticule et son image, la mise en mouvement de la cage produit encore, le plus souvent, un va-et-vient très sensible de l'image; il suffit d'un léger déplacement du système optique pour rétablir l'immobilité.

Cet instrument permet de mesurer avec précision les courbures des surfaces optiques, leurs distances focales, leurs observations, etc...

A. de GRAMONT. — Sur un spectroscope de laboratoire à dispersion et à échelle réglables. — P. 1564.

Les modifications introduites permettent de faire varier l'échelle micrométrique du spectroscope, c'est-à-dire l'équidistance de deux traits consécutifs qui la composent. Elles permettent aussi de

---

[1] *Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'industrie nationale*, 1891.

changer la dispersion apparente, c'est-à-dire les rapports entre les distances angulaires des différentes parties du spectre. Ces perfectionnements servent à établir une correspondance entre les planches données d'un atlas de spectres prismatiques et les lectures directes, faites dans l'instrument ordinaire à un prisme de flint, de Kirchhoff et Bunsen.

R. DONGIER.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série; t. XLIX; avril 1900.

H. NAGAOKA et K. HONDA. — On the Change of Volume and of Lenght in Iron, Steel and Nickel Ovoids by Magnetisation (Sur le changement de volume et de longueur d'ovoïdes de fer, d'acier et de nickel par l'aimantation). — P. 329-343.

Dans ce mémoire, MM. Nagaoka et Honda ont fait usage de champs magnétiques atteignant jusqu'à 2.200 C. G. S. Pour éviter l'échauffement des noyaux métalliques ovoïdes soumis à l'action de la bobine magnétisante, un courant d'eau froide passait dans un tube concentrique à la bobine pendant une heure au moins avant chaque mesure. Les changements de longueur étaient appréciés au moyen d'un levier optique, les changements de volume au moyen d'un dilatomètre, suivant le mode indiqué dans un précédent mémoire (1).

Les résultats sont représentés par deux sortes de courbes, construites en prenant pour abscisses soit l'intensité du champ, soit l'intensité de l'aimantation.

Changement de longueur. — *Fer*. — Dans les champs faibles, l'ovoïde s'allonge d'abord de 3 à 4 millionièmes de sa longueur initiale, puis se raccourcit indéfiniment. Pour un champ de 2.200 C. G. S. la contraction atteint un cent-millième.

Acier. — Mêmes phénomènes généraux; mais les variations de longueur sont beaucoup moindres; la courbe coupe l'axe plus loin de l'origine. Ces effets s'exagèrent encore en passant de l'acier ordinaire à l'acier au tungstène non recuit et recuit.

---

(1) NAGAOKA, *Phil. Mag.*, t. XXXVII, p. 131; 1894.

Nickel. — Pour ce métal on observe une contraction d'abord très rapide, mais qui tend assez promptement vers une valeur asymptotique. Le nickel se comporte donc tout autrement que le fer ou l'acier.

Changement de volume. — Le changement de volume des corps ferro-magnétiques est généralement très faible dans les champs peu intenses, mais devient assez important dans les champs énergiques. L'augmentation de volume, faible pour le nickel, est croissante du nickel au fer doux à l'acier ordinaire et à l'acier au tungstène.

Les auteurs terminent leur mémoire par une comparaison de l'ensemble de leurs résultats expérimentaux avec la théorie de la magnéto-striction donnée par Kirchhoff. Nous nous bornerons à reproduire leur conclusion. En dépit des explications qualitatives que la théorie de Kirchhoff fournit en ce qui concerne l'effet de la traction et de la pression hydrostatique sur le nickel, et l'effet de la torsion, il y a des circonstances dans lesquelles la théorie semble être en défaut pour de nombreux détails quantitatifs. Elle doit donc être modifiée. On peut considérer l'état actuel de la théorie de la magnéto-striction comme analogue à celui où se trouvait la théorie du magnétisme, à l'époque où l'on supposait l'intensité de l'aimantation proportionnelle à la force magnétisante.

E. B.

T.-J. BAKER. — The Frequency of Transverse Vibrations of a Stretched India-rubber Cord (Sur la hauteur des sons rendus par une corde de caoutchouc). — P. 347-351.

Ayant observé que le son rendu par une corde de caoutchouc que l'on tend entre ses doigts ne s'élève pas beaucoup quand on augmente la tension, l'auteur a soumis le phénomène à une étude systématique. La corde, fixée par une de ses extrémités à une sorte de tambourin destiné à renforcer les sons, était tendue sur un sonomètre par l'action d'un poids, qu'on laissait agir jusqu'à ce que l'allongement eût atteint son terme. On mesurait alors le diamètre de la corde et on déterminait la hauteur du son.

On constata ainsi que, jusqu'à ce que la longueur de la corde ait doublé, la hauteur du son monte rapidement. Mais, quand la longueur varie du double au sextuple de la longueur primitive, la fréquence s'élève seulement de 91 à 94.

La longueur de la corde, après avoir varié suivant une loi assez complexe, croît proportionnellement à la tension entre 2,5 et 5 fois la longueur primitive.

Appliquons au cas qui nous occupe la formule :

$$n = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{T}{m}}.$$

des cordes vibrantes. La masse m, de l'unité de longueur, varie en raison inverse de L, et l'on reconnaît aisément que, dans les limites où l'allongement est proportionnel à la tension T, n ne doit croître qu'avec une extrême lenteur.

E. B.

ÉTUDE SUR LE ROLE DES DISCONTINUITÉS DANS LES PHÉNOMÈNES DE PROPAGATION ;

Par M. VIEILLE.

J'ai reconnu, au cours d'expériences sur la vitesse de propagation de la détonation dans des mélanges gazeux explosifs, qu'une condensation violente, produite par une petite charge explosive employée comme excitateur, se propageait dans le milieu avec des vitesses énormes, alors même que la détonation de ce milieu n'était pas obtenue, c'est-à-dire qu'il fonctionnait comme inerte.

Cette première observation m'a conduit aux recherches qui font l'objet du présent travail, c'est-à-dire à l'étude des vitesses de propagation d'ébranlements intenses dans des milieux inertes en repos.

Ces recherches m'ont montré que le phénomène de propagation à grande vitesse était tout à fait général.

Toutes les fois que des condensations intenses sont produites, on peut observer, à une distance convenable du centre de production, des vitesses pouvant atteindre deux à quatre fois la vitesse normale du son.

Si la condensation initiale n'est pas soutenue, ce qui est, par exemple, le cas dans la combustion de faibles charges explosives, ces vitesses s'amortissent avec une extrême rapidité et ne peuvent être observées que sur des parcours de quelques mètres.

Si la condensation est soutenue soit par l'action d'un piston mobile à grande vitesse, c'est le cas d'un projectile se mouvant dans l'air, soit par une réaction chimique compensant l'affaiblissement de l'onde, au fur et à mesure de sa translation, c'est le cas de la détonation des matières explosives, on observe des vitesses constantes sur de grands parcours, bien que ces vitesses puissent atteindre des valeurs bien supérieures à la vitesse du son.

Ces grandes vitesses de propagation ne s'expliquent pas par la théorie de la propagation d'un ébranlement, tant qu'on admet qu'il y a continuité entre les états du milieu avant et après la perturbation. Elles s'expliquent, au contraire, si l'on suppose l'existence des discontinuités que Riemann et Hugoniot ont considérée comme une conséquence nécessaire de la vitesse de propagation variable des ondes élémentaires inégalement condensées.

I. — Théorie de la propagation par ondes planes.

La théorie analytique des phénomènes de propagation par ondes planes dans les gaz parfaits a été donnée par Riemann dans un court mémoire publié en 1860 et par Hugoniot dans un mémoire beaucoup plus étendu publié dans le *Journal de l'École Polytechnique* en 1887 : Hugoniot a rattaché cette théorie à l'étude des caractéristiques des surfaces représentatives des intégrales de l'équation différentielle du mouvement.

La démonstration géométrique donnée par Hugoniot pour établir la valeur de la vitesse de propagation d'une discontinuité peut être étendue au cas d'une condensation quelconque, et permet d'arriver simplement aux notions essentielles relatives à la propagation des ondes par tranches parallèles ou en tuyau cylindrique.

Considérons une tranche AB (*fig.* 1), atteinte, au temps t, par une perturbation caractérisée par la pression p_1, la dilatation z_1 et la vitesse v_1 ; en aval de AB, le milieu est caractérisé par les valeurs analogues p, v, z. Au bout du temps dt, la perturbation p_1, v_1, z_1 a envahi une longueur dx du milieu p, v, z, longueur du milieu comptée dans son état initial sous la densité ρ_0, et le volume ABA'B' est passé à l'état p_1, v_1, z_1.

Appliquons le théorème des quantités de mouvement en projection sur l'axe du tube ; on a :

$$(1) \qquad \rho_0 (v_1 - v) dx = (p_1 - p) dt.$$

On a d'autre part, pour la variation de longueur de la tranche,

$$(2) \qquad (z_1 - z) dx = -(v_1 - v) dt,$$

d'où résulte la vitesse $\frac{dx}{dt}$ de propagation de la perturbation $p_1 v_1 z_1$ dans le milieu pvz :

$$(3) \qquad \frac{dx}{dt} = \sqrt{-\frac{1}{\rho_0}\frac{p_1 - p}{z_1 - z}}.$$

Ainsi donc, quelle que soit la nature de la perturbation sans restriction d'aucune sorte, relative à la continuité, la vitesse de propagation s'exprime en fonction de la loi particulière qui lie l'accroissement de pression à l'accroissement de dilatation.

Cas de la continuité. — Supposons que les perturbations se succèdent suivant une loi continue ; l'expression (3) devient :

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{-\frac{1}{\rho_0}\frac{dp}{dz}}. \qquad (4)$$

1° *Propagation dans un milieu en repos.* — Supposons que le milieu en aval de AB soit un gaz parfait en repos primitif de densité p_0, de pression ρ_0 et de condensation nulle ($z = o$) ; autrement

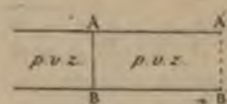


Fig. 1.

dit, supposons que l'on considère la perturbation du front de l'onde. Le milieu éprouve une transformation adiabatique régie par la loi statique :

$$p(1 + z)^m = p_0,$$

où m désigne le rapport des chaleurs spécifiques ; par suite

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{pm}{1 + z};$$

en substituant, on obtient l'expression classique de la vitesse du son :

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{mp_0}{\rho_0}};$$

le rapport $\frac{p_0}{\rho_0}$ de la pression primitive du gaz à sa densité, à une même température, est constant pour les gaz auxquels la loi de Mariotte est applicable. La vitesse de propagation est donc constante, quelle que soit la loi d'attaque et la pression du milieu.

2° *Propagation des condensations élémentaires les unes dans les autres.* — Considérons non plus la perturbation de tête, mais une des perturbations élémentaires dans lesquelles peut se décomposer l'onde totale.

La formule (4) permet d'évaluer la vitesse de propagation de cette perturbation dans le milieu modifié par le passage de la perturbation élémentaire qui la précède immédiatement.

A cet effet, considérons le milieu en aval de AB comme déjà modifié par une transformation adiabatique qui l'a amené à l'état pvz : dans ce cas dx n'est pas la longueur évaluée par rapport à des repères fixes, parcourue par la perturbation AB. La condensation du milieu à l'instant de son invasion étant z, cette longueur est :

$$dx(1 + z).$$

La vitesse par rapport à des repères fixes est donc :

$$V = \frac{dx}{dt}(1 + z) = \sqrt{-\frac{1}{\rho_0}\frac{dp}{dz}(1 + z)^2}.$$

Reste à évaluer $\frac{dp}{dz}$; lorsqu'il y a continuité, on démontre que la loi adiabatique statique reste applicable aux déformations élémentaires de l'onde en mouvement.

On a donc, comme dans le cas du repos :

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-mp}{(1 + z)};$$

d'autre part, le poids de la tranche restant constant,

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + z};$$

donc :

$$V = \sqrt{\frac{mp}{\rho}}. \tag{5}$$

La vitesse de propagation d'une perturbation élémentaire est donc variable ; en effet le rapport $\frac{p}{\rho}$, constant dans la compression isotherme croît rapidement avec la pression dans la compression adiabatique.

Naissance des discontinuités.

Il résulte de ce qui précède qu'une succession de condensations croissantes produites au point origine des perturbations, suivant une loi quelconque, se propage avec des vitesses élémentaires dont les valeurs sont également croissantes jusqu'à celle qui correspond à la condensation maximum. Le sens de cette inégalité subsistant à tout

instant, la condensation maximum se rapproche donc d'une façon continue des faibles condensations de tête.

Inversement une dilatation maxima se rapprochera de l'arrière de l'onde ou, plus exactement, se laissera rattraper par les dilatations les plus faibles.

De là résulte nécessairement, comme l'ont montré Riemann et Hugoniot, la naissance d'une discontinuité produite par l'arrivée, en tête de l'onde, de condensations présentant une différence finie de pression, de vitesse et de condensation avec le milieu non perturbé.

Vitesse de propagation des discontinuités.

L'expression (3) de la vitesse de propagation reste applicable, mais la loi particulière qui lie l'accroissement fini des condensations n'est plus la loi adiabatique statique.

Hugoniot a montré que, dans une transformation discontinue, le milieu met en jeu une élasticité dynamique spéciale supérieure à l'élasticité statique et qui permet à des condensations modérées de se propager avec des vitesses pouvant croître au-delà de toute limite.

L'expression de la loi adiabatique dynamique s'obtient en joignant aux relations (1) et (2) une troisième relation exprimant le principe de l'équivalence; on écrit que la variation d'énergie totale de la tranche envahie par la discontinuité, c'est-à-dire la somme de la variation de force vive et de la variation d'énergie interne, est égale au travail des forces extérieures.

On obtient [1] ainsi l'équation (6) :

$$(6) \qquad \left[\frac{\rho_0}{2}(v_1^2 - v^2) + \frac{p_1(1+z_1) - p(1+z)}{m-1}\right]\frac{dx}{dt} = pv - p_1 v_1.$$

Les équations (1), (2) et (6) permettent d'éliminer, en même temps que les variables v et y, le rapport $\frac{dx}{dt}$, et l'on obtient la relation adiaba-

[1] L'expression de l'énergie interne d'un volume V d'un gaz parfait peut être mise sous la forme $\frac{pV}{m-1}$; d'autre part, le volume V des gaz par unité de section du tuyau soumis à la transformation est $(1+z)\,dx$.

tique dynamique :

$$p_1 = p\,\frac{2\,(1+z) - (m-1)\,(z_1 - z)}{2\,(1+z) + (m+1)\,(z_1 - z)}. \tag{7}$$

En portant dans l'expression (3), il vient, pour la valeur de la vitesse de propagation d'une discontinuité dans un milieu en repos pour lequel $z = 0$:

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{mp}{\rho}\,\frac{1}{1 + \frac{m+1}{2}\,z_1}}. \tag{8}$$

Cette vitesse dépend, par le facteur $\dfrac{1}{1 + \frac{m+1}{2}\,z_1}$, du degré de discontinuité réalisé sur le front de l'onde. Pour une discontinuité très petite, on retombe sur la formule classique de la propagation du son. Mais, si z_1 prend des valeurs finies et négatives, m étant, pour les gaz parfaits, voisin de 1,40, on voit qu'il suffit que la condensation brusque du milieu atteigne $\frac{5}{6}$, ou que le volume de la tranche soit réduit au $\frac{1}{6}$ pour que la vitesse de propagation s'accroisse au-delà de toute limite. Si l'on élimine, entre les relations (3) et (7), la valeur de $z_1 - z$, on obtient une autre forme de la vitesse de propagation en fonction de la pression $P_1 - P_0$ de discontinuité :

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{1}{\rho_0}\,\frac{P_0}{2}\left[2m + (m+1)\,\frac{P_1 - P_0}{P_0}\right]} \tag{9}$$

qui nous sera utile au cours de cette étude.

II. — Production spontanée des discontinuités.

La théorie développée dans le chapitre I montre que la propagation par discontinuité n'est pas liée, en principe, à la brusquerie du mode d'excitation, ni à la raideur du front de l'onde initiale. C'est par le jeu des différences de vitesse des ondes élémentaires, dans lesquelles peut se subdiviser l'onde totale, que le front de cette onde se raidit progressivement jusqu'à la suppression de son raccordement avec le milieu non ébranlé.

On doit donc observer, dans tous les cas, après un parcours suffi-

sant, la discontinuité, alors même que l'onde initiale est produite dans des conditions qui assurent à l'origine sa continuité avec le milieu.

Mais, en pratique, si l'on veut observer facilement le phénomène à distance modérée du point d'excitation, il convient de produire des ondes fortement condensées et dont le front de raccordement soit suffisamment raide. La combustion d'explosifs à déflagration rapide constitue, semble-t-il, le seul moyen de réaliser ces conditions, si l'on exclut les dispositifs mécaniques fondés sur la rupture d'enveloppes ou de diaphragmes qui pourraient être, *a priori*, considérés comme des causes de discontinuité distinctes de celle que fait prévoir la théorie.

La naissance de ces discontinuités spontanées peut être mise en évidence par deux méthodes, soit directement, en enregistrant la loi de déformation de l'onde à mesure qu'elle se propage, soit indirectement, en constatant des vitesses de propagation moyennes bien supérieures à la vitesse normale du son dans le milieu.

Première méthode. — On détermine, en divers points de son parcours, la forme de l'onde en inscrivant en ces points la loi des pressions en fonction du temps. J'ai utilisé, pour cette mesure, des manomètres à ressort à flexion faible et à période oscillatoire très courte de 1/2 millième de seconde environ. Tant que la loi de développement des pressions n'est pas trop brusque et que sa durée dépasse le triple de la période du ressort, soit $1^{m s},5$ environ, le manomètre inscrit sans oscillation, d'une façon sensiblement statique, les pressions. Lorsqu'au contraire la brusquerie de l'attaque s'accroît, le tracé devient oscillatoire et se confond avec la sinusoïde rapidement amortie correspondant à l'oscillation propre du ressort. Le passage de la forme statique du tracé à la forme oscillatoire fournit donc la preuve qualitative évidente du raidissement progressif de l'onde.

J'ai effectué deux séries d'expériences dans lesquelles la condensation, dont on suivait la déformation progressive, était produite par une charge de poudre de chasse placée à l'extrémité d'une éprouvette d'acier close, de 22 millimètres de diamètre et de $2^m,50$ à 4 mètres de longueur.

Dans une première série de huit essais, on enregistrait sur un cylindre tournant la loi de développement des pressions, d'une part, au contact de la charge sur l'un des fonds du tube et, d'autre part, à l'extrémité opposée.

Tous les tracés indiquent que la loi de développement des pressions, relativement douce au voisinage de la charge, prend une brusquerie extrême à l'extrémité opposée.

Dans une deuxième série d'expériences, j'ai cherché à éliminer l'influence que la réflexion sur le fond du tube pourrait exercer sur la forme de l'onde enregistrée, en inscrivant la loi des pressions développée, par le passage de l'onde au premier tiers et au deuxième tiers de la longueur de l'éprouvette. La discussion des particularités présentées par ces tracés sortirait du cadre de cette étude. Il suffira de mentionner qu'ils ont mis en évidence le raidissement considérable du front de l'onde au cours de sa propagation, prévu par la théorie.

Deuxième méthode. — Mesure de la vitesse de propagation des grandes condensations. — Cette série d'expériences a été effectuée dans un tube de 4 mètres de longueur et de 22 millimètres de diamètre, donnant un parcours utile de $3^{m},864$.

Les condensations étaient produites par des charges progressivement croissantes d'explosifs (*poudre de chasse extra-fine* et *fulminate de mercure*), disposés sous forme de cartouches cylindriques en papier, placées au voisinage de l'une des extrémités du tube.

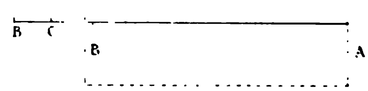


FIG. 2.

On enregistrait sur les cylindres tournants le premier déplacement de pistons, du poids de $10^{gr},5$ en aluminium, ou de 32 grammes en acier, se mouvant, suivant l'axe du tube, dans les bouchons en acier fermant les deux extrémités.

L'intervalle de temps qui sépare le premier déplacement des deux pistons correspond à la durée de parcours de la condensation, depuis un point B', symétrique de l'extrémité B, par rapport au centre de la charge voisine C, jusqu'à l'extrémité opposée A.

Le tableau suivant donne les vitesses de propagation observées dans treize expériences.

Tube de 4 mètres : capacité intérieure, 1^{lit},500.

Charge.	Pression moyenne par cent. carré.	Surpression au côté mise de feu.	Vitesse de propagation.	Poids des pistons.
		Poudre de chasse extra-fine.		
gr	kg	kg	m	
0,24	0,5	»	336,8	10^{gr},5 aluminium
0,95	2	»	333,2	»
3,80	8	»	500,0	»
15,20	33	≦ 166	848,0	52^{gr},0 acier
17,40	39	219	931,1	»
45,60	100	1.272	{ 1.268,0 1.013,0 }	»
		Fulminate de mercure.		
0,010	»	»	359,8	10^{gr},5 aluminium
0,040	0,125	0,383	{ 403,8 396,5 }	»
0,160	0,5	»	550,1	»
0,630	2	20	591,0	»
2,520	8	»	765	52^{gr},0 acier
10,070	33	1.306	1.138	»

Ces nombres montrent que, à mesure que les condensations initiales s'accroissent, les vitesses moyennes de propagation, sur un parcours de 4 mètres environ, s'élèvent de la valeur de la vitesse du son à des valeurs quadruples, bien que les condensations produites à l'origine des mouvements restent fort inférieures à celles qui correspondent à l'emploi balistique des explosifs.

Ces vitesses sont d'ailleurs des limites inférieures des vitesses de propagation des discontinuités, puisque les durées observées comprennent une période antérieure à la formation de la discontinuité, dans laquelle l'onde se meut avec la vitesse normale du son.

La lecture micrométrique des tracés inscrits par les pistons sur des cylindres tournants permet de déterminer la loi d'attaque du piston par le front de l'onde et de reconnaître qu'aux faibles vitesses de propagation observées correspondent des ondes à loi de pressions croissantes encore raccordées avec le milieu, tandis qu'aux grandes vitesses de propagation correspond une loi d'attaque brusque avec loi de pressions instantanément décroissantes.

III. — Production artificielle des discontinuités.

On arrive à faire coïncider sensiblement la discontinuité avec le front même de l'onde condensée initiale en interposant entre le milieu en repos et la source de condensation une enveloppe de masse aussi faible que possible, susceptible de se rompre sous une pression notable.

Avec les explosifs à combustion rapide du genre du fulminate de mercure, il suffit d'enfermer la charge dans de petits cylindres formés de papier enroulé et collé, fermés par des tampons de bois solidement sertis par une ligature métallique. Le cylindre occupe sensiblement toute la section du tube; il est pulvérisé par l'explosion.

Ce dispositif est efficace, malgré la faible résistance de l'enveloppe, parce que la vitesse de combustion des explosifs est une fonction rapidement croissante de la pression; il suffit donc d'éliminer la période de long feu initial qui s'opère sous des pressions très faibles pour obtenir une onde condensée symétrique, dont le front est presque vertical.

Vitesse de propagation d'une discontinuité dans l'air à la pression normale créée par une amorce au fulminate de $0^{gr},63$. — *Loi de variation des vitesses avec la longueur du parcours.*

Les expériences suivantes ont été effectuées dans un tube de 22 millimètres de diamètre, à l'aide de petites amorces renfermant $0^{gr},63$ de fulminate de mercure; elles ont eu pour but de rechercher la vitesse de propagation d'une discontinuité et la loi d'atténuation de cette vitesse avec le parcours effectué par l'onde. L'enregistrement des vitesses était obtenu par le déplacement de pistons placés à chaque extrémité du tube, suivant la disposition précédemment décrite.

Dans une première série d'expériences, la longueur du tube a varié par l'emploi de tronçons rectilignes successifs entre les valeurs suivantes, qui représentent la différence des distances de l'amorce aux deux fonds, savoir :

$0^{m},326$, $0^{m},532$, $1^{m},131$, $2^{m},359$, $3^{m},864$.

Dans une deuxième série d'essais comportant l'emploi de tubes

cintrés, les longueurs ont pu être portées à 16 mètres et 32 mètres. Pour chaque longueur de tube, on a effectué de dix à quinze déterminations de vitesses en modifiant les organes enregistreurs par l'emploi de pistons légers (15 grammes) ou lourds (52 grammes), libres ou soumis à l'action de ressorts antagonistes.

Le détail de ces déterminations ne saurait être exposé dans cette étude; nous donnerons seulement les conclusions auxquelles conduit la discussion de ces essais dont le nombre a dépassé soixante-quinze.

1° *Loi de décroissement des vitesses.* — Le tableau suivant résume les durées moyennes de parcours de l'onde dans les divers intervalles avec les vitesses de propagation correspondantes.

Parcours.	Durée de parcours.	Vitesse dans chaque intervalle.
m	ms	
0,326	0,304	1.073
0,532	0,507	1.015
1,131	1,125	969
2,359	2,620	821
3,864	5,239	575

On voit qu'une amorce explosive infime est susceptible d'engendrer une onde se propageant dès les premiers instants avec des vitesses supérieures à 1.000 mètres. Ces vitesses décroissent rapidement avec la distance; mais elles sont encore supérieures de 200 mètres à la vitesse du son, après un parcours de 4 mètres environ.

2° *Forme de l'onde.* — Les tracés recueillis dans le déplacement libre des pistons donnent quelques indications sur la forme de l'onde initiale et sur les modifications qu'elle subit au cours de sa propagation. Du côté de la mise de feu, comme du côté opposé, les pressions qui attaquent les pistons sont instantanément décroissantes; mais cette décroissance est beaucoup plus rapide au voisinage immédiat de l'amorce qu'à grande distance de cette amorce. C'est dans l'éprouvette de 4 mètres que les observations présentent le plus de netteté, parce que le déplacement du piston sous l'influence de l'onde initiale n'est pas perturbé par l'onde de retour qui, avec une éprouvette de cette longueur, ne survient qu'après une durée notable supérieure à 10 millièmes de seconde.

Ces tracés (nos 2079, 2089, 2098) montrent que, du côté de l'amorce, la décroissance des pressions, à la suite de la percussion de l'explo-

sion, est tellement rapide que le tracé est *rectiligne*, les pressions devenant négligeables après des durées de l'ordre de $\frac{3}{10.000}$ de seconde.

Du côté opposé à la charge, les tracés indiquent bien encore des pressions immédiatement décroissantes caractérisant la brusquerie de l'attaque ; mais ces pressions, beaucoup plus faibles qu'au voisinage de l'amorce, sont relativement soutenues et accusent un étalement progressif de l'onde à l'arrière de la discontinuité.

Ce mode de déformation paraît la conséquence nécessaire de la différence des vitesses de propagation de la discontinuité de tête, d'une part, qui se meut avec des vitesses de 700 mètres à 1.000 mètres, et, d'autre part, des faibles condensations de queue correspondant à la fin du phénomène de déflagration, qui doivent se propager avec des vitesses voisines de la vitesse normale de propagation du son. L'onde, dans son ensemble, subira donc une sorte d'étirement ou de dilatation *a retro*, d'où résultera l'atténuation rapide de la condensation du front.

3° *Pressions maxima au voisinage des extrémités du tube.* — On a cherché à définir d'une façon précise la condensation initiale dont la vitesse de propagation et les transformations successives viennent d'être étudiées.

Les appareils à écrasement de cylindres métalliques dits *crushers* présentent, pour ce genre de mesure, des avantages spéciaux, qui tiennent à l'extrême rapidité de leur fonctionnement. On obtient les valeurs suivantes pour les pressions évaluées dans les diverses éprouvettes :

Nature de l'éprouvette.	Côté de l'amorce.	Côté opposé.
$4^{m},00$	$95^{kg},2$	$8^{kg},0$
2 ,50	103 ,0	20 ,9
1 ,27	108 ,6	37 ,10

La pression de 100 kilogrammes, sur le fond contigu à l'amorce distant de 55 millimètres, est supérieure d'un quart environ à celle que la charge de fulminate de $0^{gr},63$ produirait dans une capacité close formée d'un tube de 110 millimètres de longueur (capacité, 42 centimètres cubes).

4° Les grandes vitesses de propagation sont corrélatives de vitesses propres considérables communiquées aux tranches gazeuses, et les

forces vives correspondantes s'amortissent au voisinage des parois fixes dans un travail de compression qui élève la pression, au contact de ces parois, à des valeurs quatre à cinq fois supérieures à la pression moyenne qui résulterait de l'égale répartition de la masse gazeuse dans l'éprouvette.

IV. — Discontinuité symétrique créée par l'amorce au fulminate de $0^{gr},63$.

Influence de la densité et de la pression du milieu sur la vitesse de propagation.

Les expériences qui font l'objet du présent chapitre concernent l'influence que des modifications dans le milieu en repos exercent sur la vitesse de propagation d'une onde condensée produite, dans tous les cas, par le même mode d'excitation, l'amorce au fulminate de $0^{gr},63$.

Le milieu peut être modifié de plusieurs manières en agissant soit sur la nature du gaz, soit sur sa pression. Dans le cas de condensations infiniment petites et pour des gaz auxquels les lois de Mariotte et de Gay-Lussac sont applicables, la vitesse de propagation n'est influencée que par la nature du gaz; elle est inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité; la pression est sans influence, comme l'indique l'expression :

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{mp_0}{\rho_0}},$$

parce que la pression du milieu varie proportionnellement à la densité à une même température et que leur rapport reste constant.

Nous allons voir qu'il en est tout autrement dans le cas de la propagation par discontinuités intenses.

Les essais ont porté sur l'air, l'acide carbonique et l'hydrogène. Les pressions ont varié depuis des valeurs très faibles, de l'ordre de quelques centimètres de mercure, jusqu'à des valeurs de 20 à 40 atmosphères.

Dispositions spéciales des expériences.

Ces expériences ont présenté de sérieuses difficultés, parce qu'il n'est point facile d'obtenir à la fois la sensibilité des organes enre-

gistreurs et leur étanchéité, sous des pressions très faibles et très élevées. Les dispositions utilisées pour ces premiers essais pourront être perfectionnées : elles nous paraissent toutefois susceptibles de mettre en lumière, sans doute possible, l'allure générale des phénomènes.

Tous les essais ont été effectués avec l'éprouvette de $1^m,27$ ($1^m,131$ de parcours utile) et suivant le mode d'enregistrement, précédemment décrit, par pistons placés aux extrémités du tube.

Sous les pressions initiales élevées, les pistons enregistreurs ne pouvaient être maintenus libres. On a fait usage, pour les contrebuter, de petits cylindres de cuivre de $1^{mm},6$ de diamètre et de $2^{mm},60$ de hauteur, qui fournissent un écrasement de $\frac{1}{100}$ de millimètre par kilogramme sous des pressions supérieures à 10 kilogrammes environ, ou de cylindres de dimensions moitié moindre et de sensibilité double.

Les signaux recueillis par écrasement subit au moment de l'arrivée de l'onde ont été généralement très nets. Nous avons vu, en effet, que la pression s'élève à 37 kilogrammes à l'extrémité de l'éprouvette de $1^m,27$, opposée à l'amorce de $0^{gr},63$ de fulminate, dans le cas où le milieu est de l'air à la pression atmosphérique, et cette pression s'accroît encore dans les milieux condensés.

L'étanchéité des pistons était obtenue par la vaseline ou le suif pour les pressions élevées.

On s'est assuré par des expériences comparatives sous la pression atmosphérique que les vitesses enregistrées n'étaient pas influencées par ce mode de contrebutée et d'enrobage des pistons.

Le tableau suivant rapproche des vitesses normales du son dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique, les vitesses de propagation obtenues par l'amorce de $0^{gr},63$ sous la pression atmosphérique et sous des pressions de 22 à 24 kilogrammes par centimètre carré.

On a écarté, dans ce résumé, les valeurs observées sous des pressions inférieures à la pression atmosphérique, qui ne paraissent à l'abri de toute critique que pour l'air, les rentrées de gaz par les joints au cours des opérations n'altérant pas, pour ce gaz, la composition du milieu.

		Hydrogène.	Air.	Acide carbonique.
Vitesse du son		1.319^m	340^m	281^m
Vitesse de propagation par l'amorce de $0^{gr},63$	Pression atmosphérique.	2.104^m	1.041^m	814^m
	Pression de 22, 24 kilog.	1.555	576	363

Deux conclusions principales se dégagent de la comparaison de ces trois séries d'expériences.

1° Sous une même pression, la loi des densités relatives aux vitesses de propagation du son n'est qu'approximativement conservée et son influence paraît atténuée. Néanmoins, les variations de vitesse considérables introduites par le milieu suffiraient à confirmer que le phénomène étudié est bien un phénomène de propagation et non pas seulement un phénomène d'écoulement de la masse gazeuse explosive, dans lequel le rôle du milieu serait secondaire;

2° En deuxième lieu, l'influence de la pression, nulle dans le cas de la propagation du son, est très importante dans la propagation par discontinuité. L'accroissement de la pression abaisse la vitesse de propagation qui se trouve ramenée de valeurs deux à trois fois supérieures à la vitesse du son sous la pression atmosphérique, à des valeurs voisines de cette vitesse sous la pression de 22 à 24 kilogrammes.

L'expression de la vitesse de propagation d'une discontinuité permet de se rendre compte de l'influence variable de la densité et de la pression.

On a vu, en effet, que cette vitesse est donnée par l'expression :

$$V = \sqrt{\frac{mP}{\rho}\frac{1}{1+\frac{m+1}{2}z_1}},$$

et qu'elle dépend, par suite, du degré de discontinuité mesuré par la dilatation z_1 créée sur le front de l'onde.

Influence de la pression. — Lorsque la pression du milieu P est modifiée, le facteur $\frac{mP}{\rho}$ n'est pas altéré; mais il n'en est pas de même de z_1, et il paraît évident qu'un même mode d'excitation résultant de la déflagration d'une même amorce déterminera des condensations d'autant plus faibles que la condensation préalable du milieu sera plus grande. La condensation — z_1 diminuera donc avec la pression, et il en sera de même de la vitesse de propagation.

Influence de la densité. — L'influence atténuée de la densité s'explique par le jeu du même facteur. Les tracés recueillis dans les expériences faites sur l'hydrogène montrent, en effet, que les pressions d'attaque des pistons sont croissantes, ce qui semble indiquer que la discontinuité, qui assure cependant des vitesses de propaga-

tion de 2000 mètres, n'est pas celle qui correspondrait à l'arrivée de la condensation maximum au front de l'onde.

Le rapport des vitesses de propagation est donc le rapport inverse des densités, multiplié par un facteur plus petit que 1 :

$$\frac{V_H}{V_{air}} = \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_H} \frac{2 + (m + 1) z_{air}}{2 + (m + 1) z_H}}, \quad z_H \text{ négatif} < \text{en valeur absolue que } z_{air}.$$

Cette atténuation de la condensation de discontinuité pour des densités du milieu décroissantes n'est pas spéciale au mode d'excitation par l'amorce explosive au fulminate de $0^{gr},63$, qui a été utilisé dans tous les essais dont il vient d'être parlé. Les résultats obtenus au moyen de l'excitation par rupture d'ampoules en verre sous l'influence de gaz comprimés, de même nature que celle du milieu, conduisent à la même conclusion.

V. — Discontinuités produites par la détente brusque de gaz comprimés.

La méthode d'enregistrement des vitesses de propagation, utilisée dans les expériences relatées plus haut, est fondée sur l'inscription simultanée sur un même cylindre tournant des déplacements de pistons légers placés aux extrémités d'un tube fermé, le phénomène excitateur étant produit au voisinage de l'une des extrémités.

Cette méthode, qui suppose l'onde initiale symétrique, se prête mal à l'emploi d'un mode d'excitation autre que celui des explosifs. Toutefois les gaz comprimés dans des ampoules en verre sphériques du diamètre du tube peuvent être substitués aux explosifs ; mais cette disposition présente l'inconvénient de ne mettre en jeu que des masses gazeuses très faibles et, par suite, des condensations dont le coefficient d'affaiblissement est énorme. Aussi les vitesses de propagation observées, bien que très supérieures à la vitesse du son, restent-elles relativement faibles.

On peut, au contraire, en partageant un tube en deux parties par un diaphragme dont on provoque la rupture par compression lente du gaz dans l'un des segments, donner à la masse excitatrice une valeur quelconque. Mais en même temps le phénomène cesse d'être symétrique, et les mesures de vitesse de propagation exigent l'enregistrement latéral d'un même côté du diaphragme. L'enregistrement a

été obtenu par des pistons légers, normaux à l'axe du tube et affleurant par leur base sa paroi interne. Ces pistons sont contrebutés par des ressorts dont la déformation s'inscrit parallèlement à l'axe du tube et permet d'obtenir la loi des pressions en fonction du temps.

On obtient des diaphragmes de faible masse et de grande résistance en utilisant des lames de collodion. J'ai étudié comment les vitesses de propagation dans l'air variaient avec la pression de rupture et quelle était la loi d'amortissement des vitesses.

On trouvera le détail de ces expériences, au nombre de trente-trois, dans un autre travail (*Mémorial des Poudres*, 1900) ; nous ne mentionnerons ici que les conclusions auxquelles ces expériences conduisent.

1° La détente dans un tube de 22 millimètres de diamètre, d'une faible masse d'air comprimé (100 centimètres cubes) à 27 atmosphères suffit à assurer dans l'air, sous la pression atmosphérique, des vitesses de propagation supérieures à 600 mètres, et ces vitesses se soutiennent sur plusieurs mètres de parcours avec le même ordre de grandeur, la décroissance de la vitesse étant de 20 mètres environ par mètre de parcours dans les limites observées. Les explosifs ne jouent donc aucun rôle essentiel dans les phénomènes de propagation à grande vitesse ;

2° Un fait fondamental, mis en évidence par ces mesures, c'est que les vitesses de 600 mètres dans l'air se trouvent entretenues par une nappe gazeuse présentant une différence de pression de 3 kilogrammes environ avec le milieu non perturbé.

L'examen des tracés obtenus pour les mêmes vitesses de propagation dans des conditions d'expériences très différentes résultant de l'emploi de réservoirs comprimés de capacités décuples les unes des autres conduit à la même conclusion. Il y a donc lieu de considérer la discontinuité de pression de l'ordre de 3 kilogrammes comme assurant la vitesse de propagation de 600 mètres, et de rechercher si ces valeurs sont compatibles avec les formules théoriques.

J'ai donné, chapitre I, l'expression de la vitesse de propagation en fonction de la pression $P_1 - P_0$ de discontinuité :

$$V = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \frac{P_0}{2} \left[2m + (m+1) \frac{P_1 - P_0}{P_0} \right]}.$$

Si on admet la valeur $m = 1,40$ pour le rapport des chaleurs

spécifiques de l'air, on obtient pour les valeurs $P_1 = 38000$ et $P_0 = 10333$, qui correspondent aux mesures les plus précises effectuées sur les valeurs des pressions (tracé 2347), la vitesse théorique de propagation de 600 mètres, qui diffère à peine de la valeur de $601^m,8$, obtenue dans l'expérience elle-même, ou de la moyenne $608^m,9$, observée dans des essais analogues effectués sans mesure des pressions.

Nous trouvons donc, dans le seul cas où les pressions de discontinuité aient été évaluées jusqu'ici, une concordance complète entre la théorie et les données de l'expérience.

VI. — Applications diverses de la théorie des discontinuités.

La notion des discontinuités apporte quelques éclaircissements à la théorie de plusieurs phénomènes physiques assez obscurs.

I. — *Loi de la résistance de l'air au mouvement des projectiles.*

Les expériences de Mach et de Boys ont montré qu'un projectile, se mouvant dans l'air à grande vitesse, détermine une perturbation brusque du milieu qui accompagne le projectile sous forme d'une ride ABCD formant une surface de révolution autour de son axe et dont la section méridienne se compose de deux droites symétriques, AB, CD, et d'une courbe de raccordement BEC.

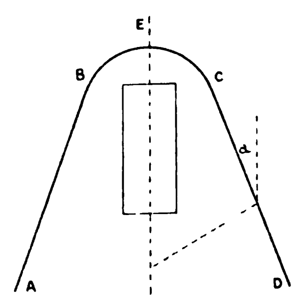


Fig. 3.

La vitesse de propagation normale de cette onde est évidemment variable en chaque point et égale à V sin α, en désignant par α l'angle

de l'axe et de la tangente à la section méridienne au point considéré.

L'expérience montre que la vitesse des rides rectilignes AB, CD est égale à la vitesse normale du son, et c'est sur cette vérification qu'est fondé un mode élégant de mesure acoustique des vitesses des projectiles.

Mais il est évident que, en E où $\sin \alpha = 1$, la vitesse de propagation est égale à la vitesse du projectile.

Or cette vitesse atteint, avec les projectiles modernes, des valeurs considérables, telles que 800, 1.000 et 1.200 mètres.

Un pareil phénomène ne peut être entretenu que par la formation d'une discontinuité dont la vitesse de propagation soit précisément égale à celle du projectile.

Il semble que, pour les gros projectiles de rupture de la Marine, dont la surface antérieure est sensiblement plane, la surface de l'onde BEC est assez surbaissée pour que le fonctionnement, dans la région centrale en face de la tête du projectile, soit assimilable à la propagation d'une onde plane, le rôle du projectile se réduisant à entretenir une discontinuité constante, malgré les déperditions latérales.

J'ai cherché à comparer les valeurs des résistances de l'air obtenues expérimentalement pour ces grandes vitesses aux valeurs que la théorie assigne aux discontinuités assurant les mêmes vitesses de propagation.

Les vitesses théoriques de propagation sont données, ainsi qu'il a été établi plus haut, par la formule :

$$V = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \frac{P_0}{2} \left[2m + (m+1) \frac{P_1 - P_0}{P_0} \right]},$$

où ρ_0 est la masse de l'unité de volume du milieu en repos, et $m = 1,40$, le rapport des chaleurs spécifiques.

La résistance que l'air oppose aux mouvements des projectiles se déduit de tirs balistiques aux vitesses restantes, et les données expérimentales s'étendent aujourd'hui des vitesses les plus faibles jusqu'aux vitesses de 1100 à 1200 mètres.

Les projectiles cylindriques ont donné lieu, notamment à Gavre, à 138 tirs, qui ont fait l'objet d'une compensation très soignée de la part du capitaine Gibert.

Il a montré que la fonction $\varphi(V)$ de la vitesse à laquelle est pro-

portionnelle la résistance est telle que sa racine carrée est une fonction linéaire de la vitesse, de telle sorte que le diagramme obtenu, en portant en ordonnées les valeurs de $\sqrt{2\varphi(V)}$ et en abscisses les valeurs de V pour les 138 tirs signalés plus haut, détermine, entre les limites de 350 et de 1100 mètres, une droite dont tous les points d'expériences ne s'écartent que de quantités visiblement accidentelles.

Cette compensation, faite en dehors de toute préoccupation théorique, m'a paru la plus convenable pour évaluer les pressions par centimètre carré, exercées sur les projectiles cylindriques pour des vitesses comprises entre 400 et 1200 mètres.

Ces pressions représentent la différence entre la surpression appliquée à la face antérieure plane du projectile et la dépression qui se produit au culot.

Le tableau suivant rapproche les résistances observées des surpressions théoriques:

Vitesse des projectiles cylindriques.	Résistance en kilogrammes par centimètre carré observée.	Surpression théorique assurant la vitesse de propagation égale à celle du projectile.	Différence.
	kg.		
400	1,25	1,58	0,33
600	3,26	3,78	0,52
800	6,23	6,85	0,62
1.000	10,15	10,81	0,66
1.200	15,01	15,64	0,63

Si l'on tient compte de la dépression à l'arrière du projectile, qui est d'autant plus grande que la vitesse est plus forte, on est conduit à considérer comme identiques les pressions appliquées à l'avant d'un projectile plan en mouvement et les valeurs que la théorie assigne à la discontinuité susceptible de se propager avec la même vitesse.

Il importe de remarquer que cette coïncidence est liée à l'expression de la loi adiabatique dynamique et que la loi statique eût conduit à des valeurs notablement supérieures aux valeurs expérimentales. Ainsi la vitesse de 1200 mètres exigerait une surpression de 17kg.24, supérieure de 2kg.2 à la résistance observée.

Il est vraisemblable que la formule s'applique à des vitesses beaucoup plus considérables que la limite qui s'est trouvée fortuitement atteinte dans les vérifications expérimentales d'ordre balistique, et

l'on peut lui demander quelques indications sur le fonctionnement de projectiles se mouvant avec des vitesses planétaires de quelques kilomètres à la seconde.

Le tableau suivant donne les valeurs des pressions et des températures correspondant à ces vitesses, d'après la formule :

Vitesse du projectile.	Pressions.	Températures.
	kg	degrés
1.200	15,61	680
2.000	43,8	1.741
4.000	175,6	7.751
10.000	1.098,00	48.490

Sans attribuer à ces nombres une valeur absolue, on peut penser que l'incandescence des bolides, les érosions de leur surface et les ruptures qui accompagnent leur passage dans notre atmosphère sont explicables par les valeurs des pressions et des températures que fait prévoir la loi de propagation des discontinuités, même en tenant compte de la raréfaction du milieu traversé.

II. — *Propagation des phénomènes explosifs.*

Les réactions chimiques se propagent suivant deux modes distincts. Le premier constitue la combustion simple qui s'opère par la conductibilité avec des vitesses de propagation ordinairement très faibles. Le deuxième mode est le régime de détonation ou de propagation par onde explosive, dans lequel la réaction se propage généralement avec des vitesses considérables, atteignant plusieurs milliers de mètres par seconde.

Les conditions relativement simples de la détonation des mélanges gazeux explosifs sont aujourd'hui bien connues, à la suite des recherches qui ont été effectuées par MM. Berthelot et Vieille et MM. Mallard et Le Chatelier.

On sait que la réaction se propage sur une onde à vitesse constante, qui est le siège d'une modification physique et chimique. Sa vitesse peut atteindre 5 à 6 fois la vitesse normale du son dans le milieu. C'est ainsi que, pour le mélange tonnant d'hydrogène et d'oxygène, la vitesse de propagation est de 2800 mètres, la vitesse du son dans le mélange étant de 500 mètres environ. Ce point fondamental résulte de nombreuses déterminations; on a rapproché, dans le tableau suivant, les vitesses de détonation observées sur divers mélanges explosifs des vitesses de propagation du son dans le milieu primitif.

Nature du mélange.	Vitesse observée.	Vitesse du son dans le milieu.	Rapport.
	m	m	
Hydrogène $H^2 + O^2$..........	2.810	514	5,5
Oxyde de carbone $C^2O^2 + O^2$.	1.089	328	3,3
Acétylène $C^4H^2 + O^{10}$........	2.482	323	7,7
Ethylène $C^4H^4 + O^{12}$.........	2.209	320	6,9
Méthyle $C^4H^6 + O^{14}$..........	2.363	347	7,5
Formène $C^2H^4 + O^8$.........	2.287	345	6,6
Cyanogène $C^4Az^2 + O^8$.......	2.193	286	7,6

Si les phénomènes de détonation sont bien connus, leur mécanisme intime reste pourtant obscur, et les divers systèmes actuellement en présence ne semblent pas susceptibles de rendre compte des grandes vitesses de propagation observées, si l'on n'y joint pas la notion d'une discontinuité entretenue à l'*état de régime* par la réaction chimique qui l'accompagne.

Un premier système d'interprétation consiste à scinder, pour ainsi dire, le phénomène de détonation en deux parties ; la réaction est considérée comme produite par une élévation de température préalable due au phénomène purement physique de compression adiabatique du milieu considéré comme inerte. Le phénomène chimique est, dans cette hypothèse, consécutif à la compression et peut même comporter un certain retard par rapport au passage de l'onde mécanique; il n'intervient pas, en tout cas, pour modifier la constitution du milieu dans lequel se propage l'onde mécanique, et son rôle se borne à entretenir la valeur élevée de la condensation propagée par l'onde.

Dans cette hypothèse, la vitesse de propagation est donc la vitesse de propagation dans le milieu inerte. Or cette vitesse ne peut être que la vitesse normale du son, tant qu'une discontinuité n'a pas envahi le front de l'onde. A ce moment seulement une élasticité nouvelle intervient, d'autant plus élevée que la discontinuité des pressions qui s'établit sur le front de l'onde est plus considérable. On trouve, par exemple par application de la loi dynamique d'Hugoniot, qu'une discontinuité d'une quarantaine d'atmosphères serait suffisante pour assurer la vitesse de propagation de 2800 mètres observée sur le mélange tonnant d'oxygène et hydrogène. La réaction décuplant sensiblement la pression initiale, il suffit que l'étincelle ou l'amorce initiale ait porté le mélange tonnant à une pression de 4 kilogrammes avant la réaction pour que le phénomène s'amorce d'emblée. A défaut de ce mode d'excitation, les oscillations de la colonne

gazeuse pourront, comme l'ont montré MM. Mallard et Le Chatelier, entraîner des condensations susceptibles de donner naissance, après une période d'état variable, à la discontinuité capable d'assurer les grandes vitesses de la propagation.

La notion de discontinuité permet donc de rattacher à des lois de propagations, vérifiées en milieu inerte, le mécanisme dynamique de la détonation tel qu'il a été proposé par M. Berthelot, pour tous les milieux explosifs.

Un deuxième système d'interprétation du mécanisme de détonation a été proposé par M. Duhem.

Nous avons vu que, dans l'hypothèse de la continuité, l'élasticité du milieu considéré comme inerte ne permet pas d'expliquer des vitesses de propagation d'un ébranlement supérieur à celle du son; mais, si l'on considère le milieu comme en état d'*équilibre* chimique, l'équation caractéristique de ce milieu ne dépend plus seulement de deux variables indépendantes, température et volume, mais encore de la fraction de combinaison du mélange qui assure l'équilibre chimique du système dans chacune de ces transformations. On conçoit donc que l'élasticité de ce milieu, en transformation simultanée physique et chimique, puisse être différente de l'élasticité du même milieu considéré comme inerte, que cette élasticité puisse se trouver surélevée si, par exemple, la réaction est exothermique sans variation de volume et que cette élasticité soit, au contraire, réduite si la réaction est endothermique.

Dans un milieu en équilibre chimique, la vitesse de propagation, qui est proportionnelle à la racine carrée de cette élasticité peut donc, même dans l'hypothèse de la continuité du milieu, être différente de la vitesse normale du son.

Mais il convient d'insister sur ce point que cette théorie suppose qu'à une variation infiniment petite des variables physiques v et t, qui caractérisent le milieu, correspond une variation du taux de combinaison du mélange. Il est possible que ces conditions soient remplies dans certains milieux chimiques; mais elles sont certainement bien loin d'être réalisées pour les mélanges gazeux détonants les mieux connus, auxquels s'appliquent les grandes vitesses signalées plus haut.

Ces mélanges peuvent, en effet, supporter des compressions considérables, des élévations de température de plusieurs centaines de degrés sans que la variable chimique intervienne; il est donc néces-

saire de concevoir une phase préparatoire dans laquelle le milieu fonctionne comme inerte jusqu'au moment où il atteint, par une modification finie des variables physiques, la limite des faux équilibres. La réaction chimique ne peut aller plus vite que ce phénomène préparatoire; or, tant qu'il y aura continuité, cette modification des variables physiques ne peut faire naître une élasticité et une vitesse de propagation différentes de celles qui correspondent à la propagation du son.

On est donc encore, par cette théorie des phénomènes, amené à supposer la création d'une discontinuité. Cette discontinuité ne mettra pas en jeu, toutefois, l'élasticité adiabatique dynamique d'Hugoniot relative aux milieux considérés, comme inertes, mais l'élasticité complexe résultant de l'introduction, à partir d'une certaine valeur du volume et de la température, de la variable chimique caractérisant la fraction de combinaison.

DÉTERMINATION DES CONSTANTES OPTIQUES DU QUARTZ POUR LA RADIATION VERTE DU MERCURE. — LEUR APPLICATION AUX MESURES D'ÉPAISSEURS PAR LA MÉTHODE DE MOUTON;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

J'ai appliqué l'analyseur à pénombres précédemment décrit [1] à la détermination des constantes caractéristiques du pouvoir rotatoire et de la biréfringence du quartz pour la radiation verte du mercure, dont la longueur d'onde, dans les conditions normales de Michelson (air à 15° du thermomètre en verre dur, à la pression normale), est : $\lambda = 0^{\mu},54607424$. Les données numériques ainsi obtenues m'ont paru, d'une part, susceptibles de compléter utilement celles que l'on possédait déjà, à cause de la commodité d'emploi de cette radiation qui est à la fois intense et d'une remarquable pureté [2]. Mouton, d'autre part, a indiqué, dès 1879, une ingénieuse méthode de mesures d'épaisseurs, fondée sur la biréfringence du quartz qui, grâce à ces mêmes données et à la disposition expérimentale qui a permis de les obtenir, devient réellement commode et précise.

---

(1) Voir p. 585 de ce volume.

(2) PÉROT et FABRY, *Spectroscopie interférentielle* (*Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. XVI, 1899 ; — Voir aussi p. 380 de ce volume).

Le quartz employé, de densité 2,650728, est celui qui constitue le cube qui m'a servi pour la détermination du kilogramme; les dimensions (4 centimètres environ) en sont connues à quelques centièmes de micron près.

Dans l'une et l'autre série de mesures, le cube était disposé entre deux lentilles de verre non trempé, de même distance focale. Le plan focal de l'une (servant de collimateur) coïncidait avec celui d'un opercule, peint en blanc, porté par le polariseur, percé d'une ouverture de 2 millimètres de diamètre. Celui de l'autre coïncidait avec le plan de la lame mince à deux rotations de l'analyseur. Elle constituait l'objectif d'une lunette astronomique dont l'oculaire était représenté par le système analyseur. Dans ces conditions, si l'on règle, par autocollimation, le cube, de telle sorte que deux de ses faces soient normales à la direction moyenne du faisceau, le centre du disque lumineux que l'on observe correspond aux rayons qui l'ont traversé normalement.

Ce cube, reposant sur une plaque épaisse de bois, était enveloppé par une cuve métallique à double paroi, pleine d'eau, recouverte d'une couche épaisse de feutre. Les deux ouvertures destinées au passage de la lumière restaient fermées, pendant une heure au moins avant chaque mesure, par des tampons de ouate. La température, lentement variable, était donnée par un thermomètre soigneusement étalonné, dont le réservoir était suspendu dans l'air, au voisinage immédiat du cube.

1° *Polarisation rotatoire.* — Je me contenterai de donner les résultats des mesures, qui ont été les suivants :

Quartz dextrogyre ; épaisseur à 0° : $4^c,010687$.

$$t = 13°,40\text{(1)} \qquad \rho = 1023,12,$$
$$t = 19°,43 \qquad \rho = 1024,23.$$

Chacun de ces nombres est la moyenne des résultats de quatre expériences concordantes.

On en déduit que le pouvoir rotatoire d'une lame de quartz ayant 1 centimètre d'épaisseur à 0° est représenté par :

$$\alpha = 255°,171 + 0°,0046\,(t - 15°).$$

D'après les expériences de MM. Soret et Sarasin, le pouvoir rota-

(1) Températures exprimées dans l'échelle absolue à hydrogène.

toire du quartz, pour cette même radiation (en la calculant par interpolation d'après les données relatives aux raies D, E et F), serait à la température de 20° :

$$\alpha = 255°,20.$$

La formule ci-dessus conduit, pour cette même température, au nombre :

$$\alpha = 255°,402.$$

2° *Biréfringence*. — La méthode adoptée a été celle employée par M. Dongier (¹). J'en rappellerai le principe :

Si l'on fait tomber normalement sur une lame biréfringente parallèle à l'axe une vibration inclinée de 45° sur le plan de section principale de la lame, la vibration émergente a la forme d'une ellipse dont les axes sont l'un parallèle, l'autre perpendiculaire à la vibration initiale. Si donc on la reçoit sur un mica quart d'onde, tel que la vibration retardée dans ce dernier soit parallèle à la vibration initiale, la vibration finale est rectiligne, faisant avec la vibration primitive un angle $\pi \frac{d}{\lambda}$, d étant la différence de marche des deux composantes transmises par la lame, cet angle étant compté positivement de la composante en retard dans le mica, vers la vibration en retard dans la lame.

On voit immédiatement les services que l'on est en droit d'attendre de cette méthode : en supposant que l'on puisse, au moyen de l'analyseur à pénombres, déterminer à 6′ près la direction de la vibration émergente, on se trouverait pouvoir mesurer la différence de marche d à $\frac{1}{1800}$ près de longueur d'onde. Quoique, par suite des difficultés de réglage et des erreurs accidentelles qui en sont la conséquence, la précision réellement obtenue n'ait guère dépassé le $\frac{1}{400}$, elle reste encore de 20 à 30 fois plus grande que par les autres méthodes.

Il est inutile, d'ailleurs, ainsi que l'a montré M. Dongier, que le mica employé soit rigoureusement quart d'onde. En supposant que la différence de phase introduite par le mica employé soit égale à : $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$, l'angle observé ω (orientation du grand axe de l'ellipse

(¹) Thèse de minéralogie, 1898. Cette méthode serait inexplicable à des lames épaisses si l'on employait comme analyseur un nicol ordinaire [Voir *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VII, 637).

émergente) est lié à l'angle cherché $\pi \frac{d}{\lambda}$ par la relation :

$$\operatorname{tang} 2\pi \frac{d}{\lambda} = \frac{\operatorname{tang} 2\omega}{\cos \varepsilon}.$$

Si l'on suppose ε très petit, et si l'on pose :

$$\pi \frac{d}{\lambda} = \omega + \eta,$$

on a :

$$\eta = \frac{\varepsilon^2}{8} \sin 4\omega.$$

L'erreur maximum $\frac{\varepsilon^2}{8}$ est, en général, entièrement négligeable (1).

Il est, toutefois, une autre cause d'erreur qui peut devenir importante, signalée également par M. Dongier, dont je compléterai, sur quelques points, les calculs.

Imaginons que la lame étudiée soit limitée par des surfaces parfaitement planes et parallèles. Dans ces conditions, qu'il s'agisse de la vibration ordinaire ou extraordinaire, la vibration émergente résulte, en réalité, de la superposition, à la vibration directement transmise, de toutes celles, de même espèce, qui ont subi, à l'intérieur de la lame, un nombre quelconque, pair, de réflexions. L'amplitude et la phase de la vibration résultante peuvent, d'ailleurs, être calculées par les formules d'Airy. Ce calcul étant effectué, on en déduit la forme de la vibration elliptique, qui sort du mica, ainsi que l'orientation de son grand axe. Comme, en fait, l'influence des réflexions multiples est faible, cette ellipse est extrêmement aplatie, et, si l'on cherche à l'éteindre par la rotation de l'analyseur, cette extinction est presque complète. L'orientation à donner à l'analyseur est alors, on le sait, la même que si la vibration était rectiligne, dirigée suivant le grand axe de l'ellipse. On trouve ainsi que l'angle mesuré, ω, est lié à l'angle cherché par la relation :

$$\pi \frac{d}{\lambda} = \omega - r^2 \sin 2\pi \frac{n' - n}{\lambda} e, \cos 2\pi \frac{n + n'}{\lambda} e$$

où $r = \frac{n-1}{n+1}$ est le coefficient de réflexjon de Fresnel, sensiblement

(1) Avec le mica employé, valant $0{,}251\lambda$, on a : $\frac{\varepsilon^2}{8} = 0{,}0000013\pi$ ou $0',014$.

identique pour les deux vibrations ordinaire et extraordinaire; n et n' sont les deux indices principaux de la lame, dont l'épaisseur est e.

Dans le cas du quartz, l'erreur ainsi introduite peut atteindre $2°,67$; elle est loin, on le voit, d'être négligeable.

Il est, toutefois, à remarquer que le calcul suppose que les faces terminales de la lame sont rigoureusement planes et parallèles. Or, *pour peu que cette double condition se trouve imparfaitement réalisée, cette cause d'erreur disparaît entièrement.*

Remarquons, en effet, que le rapport $\frac{n'+n}{n'-n}$ est grand (330 dans le cas du quartz). Il en résulte que, si l'épaisseur e varie légèrement d'un point à l'autre de la région utilisée de la lame, des deux angles qui figurent dans la relation précédente, l'un, peut être considéré comme constant, tandis que l'autre peut varier de plusieurs circonférences dans l'étendue de cette surface. Il en résulte, pour l'erreur moyenne, qui peut s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{r^2}{S} \sin 2\pi \frac{n'-n}{\lambda} e \int dS \cos 2\pi \frac{n'+n}{\lambda} e,$$

une valeur sensiblement nulle.

Si la lame étudiée est taillée d'une manière trop parfaite pour obtenir cette sorte de compensation, il suffit de coller, sur la face d'entrée et sur celle de sortie de la lumière, une lamelle de microscope par l'intermédiaire de térébenthine de Venise.

En fait, cette précaution était inutile dans le cas du cube étudié. L'épaisseur, dans la région utilisée, variait, en effet, de $0^{\mu},2$, et l'angle de $2,2\pi$. Effectivement, en effectuant une série d'observations, en laissant varier lentement la température, ce qui a pour résultat de faire varier lentement n', n et e, la courbe construite, en prenant pour abscisses les temps, pour ordonnées les orientations successives de l'analyseur, présenterait une forme régulièrement sinueuse, si la cause d'erreur étudiée avait une influence appréciable. Or on n'a rien observé de semblable.

Afin d'éliminer les causes systématiques d'erreur, le réglage complet de l'appareil a été repris chaque fois. Il était effectué de la manière et dans l'ordre suivant :

1° La lame et le mica étant supprimés, on oriente le polariseur de telle sorte que la vibration émise soit sensiblement verticale et on amène les pénombres à l'égalité; on lit les orientations correspondantes du polarisateur et de l'analyseur.

2° On introduit la lame cristalline, en la réglant de telle sorte qu'elle soit normale au faisceau lumineux et que sa section principale soit à peu près horizontale. Cette dernière direction n'étant qu'approximativement perpendiculaire à celle de la vibration incidente, la vibration, au sortir de la lame est elliptique, assez allongée pour que l'on puisse, par l'analyseur, en déterminer la direction du grand axe, laquelle coïnciderait avec celle de la vibration incidente, si la condition ci-dessus était satisfaite. De la détermination de l'angle de ces deux directions, pour deux orientations voisines, convenablement choisies, du polariseur, on déduit, par interpolation, l'orientation exacte (à quelques minutes près) que l'on doit donner au polariseur, pour que la vibration incidente soit normale à la section principale de la lame. On arrête le polariseur dans cette position et on donne à l'analyseur l'orientation correspondant à l'égalité de teinte des pénombres;

3° L'égalité des pénombres ainsi obtenue subsiste si, après avoir introduit le mica, on l'oriente convenablement dans son plan : à ce moment la direction de la vibration retardée dans le mica est parallèle ou normale au plan de section principale de la lame; nous supposerons qu'elle lui soit parallèle;

4° On fait enfin tourner de 45° dans le même sens le polariseur, le mica et l'analyseur.

Dans ces conditions, on constate que les pénombres sont inégales. Pour en rétablir l'égalité de teinte, il faut faire tourner l'analyseur d'un certain angle φ, que nous supposerons compté de la vibration retardée dans le mica vers la vibration retardée dans la lame. Cet angle est lié à la différence de marche de deux vibrations propagées par la lame par la relation :

$$\pi \frac{d}{\lambda} = k\pi + \varphi,$$

k étant un nombre entier connu.

Pour donner une idée de la précision obtenue sans allonger outre mesure le tableau numérique qui suit, je me contenterai d'y faire

figurer, de trois en trois, les résultats des expériences :

$$e_0 = 3^c{,}956051.$$

t	$\frac{d}{\lambda}$ obs.	$\frac{d}{\lambda}$ calc.	Obs.-calc.
12° 17	665,2147	665,2154	— 0,0007
12° 59	665,1873	665,1860	+ 0,0013
14° 74	665,0313	665,0349	— 0,0036
19° 09	664,7262	664,7248	+ 0,0014
21° 93	664,5184	664,5191	— 0,0007
24° 99	664,2963	664,2946	+ 0,0017
27° 29	664,1285	664,1241	+ 0,0044

Les nombres calculés l'ont été par la formule :

$$\frac{d}{\lambda} = 666{,}0417 - 0{,}06600t - 0{,}0001564t^2.$$

L'écart maximum est de 0,0044 ; l'écart moyen, de 0,0023.

On déduit de là que, pour une lame de quartz qui aurait 1 centimètre d'épaisseur à 0°, on a :

$$\frac{D}{\lambda} = 168{,}3602 - 0{,}01668t - 0{,}0000395t^2.$$

Il est intéressant de rapprocher de ce résultat celui que l'on déduit de mes anciennes déterminations [1]. Celles-ci conduisent tout d'abord à écrire :

$$D = 88{,}6027 + \frac{1{,}0785}{\lambda^2} + \frac{0{,}02136}{\lambda^4} - 1{,}6667\lambda^2 - t\left(1 + \frac{t}{870}\right)(0{,}0088 + 0{,}0024\lambda^2)\ [2].$$

Appliquée à la radiation verte du mercure, cette formule devient :

$$\frac{D}{\lambda} = 168{,}407 - 0{,}0174t - 0{,}0000195t^2.$$

Elle conduit à des nombres systématiquement trop grands de 0,04 ; cet écart est compris dans les limites de précision des anciennes mesures, effectuées par la méthode bien moins sensible des franges de Fizeau et Foucault.

3° *Application aux mesures d'épaisseur par la méthode de Mouton modifiée.* — Parmi les diverses applications que l'on peut faire des

---

(1) *Ann. de la Fac. des Sc. de Marseille*, t. I, 1891 ; — et *J. de Phys.*, 3e serie, t. I, p. 23 ; 1892.

(2) Longueurs d'onde exprimées en microns, rapportées aux conditions normales de Michelson.

données numériques ainsi obtenues, il en est une sur laquelle je crois particulièrement utile d'insister.

Remarquons tout d'abord, à cet effet, que le rapport $\frac{D}{\lambda}$ qui figure dans ces trois dernières formules a une signification importante [1]. Ce n'est autre que l'ordre d'interférence, pour la longueur d'onde λ, correspondant aux rayons qui ont traversé normalement une lame parallèle à l'axe, d'épaisseur 1 centimètre, placée entre un polarisateur et un analyseur. Nous avons pu en déduire la valeur de celle de l'ordre d'interférence $\frac{d}{\lambda}$, d'une lame d'épaisseur e_0 connue, par :

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{De_0}{\lambda}.$$

Réciproquement, si nous déterminons, par la méthode décrite, l'ordre d'interférence $\frac{d}{\lambda}$ d'une lame quelconque de quartz parallèle à l'axe, nous sommes à même d'en calculer l'épaisseur inconnue e_0. Nous nous trouvons revenir ainsi à la méthode de mesure absolue des épaisseurs, imaginée par Mouton [2], rendue pratique et précise, grâce à l'amélioration, tout à la fois, de la méthode d'observation et des données numériques nécessaires.

La méthode de Mouton ainsi modifiée n'en reste pas moins inférieure à celle fondée sur l'observation des franges de Talbot, ou sur celles fondées sur l'observation des franges d'interférence à l'infini. Mais, en fait, à une erreur de 0,0023 sur l'ordre d'interférence mesuré, correspond une erreur de $0^{\mu},14$ seulement sur l'épaisseur. Une pareille approximation est plus que suffisante pour la plupart des applications. Cette méthode présente d'ailleurs, sur les autres, un avantage sérieux (sans parler de la simplicité d'emploi). La grande difficulté, on le sait, que l'on rencontre dans les mesures fondées sur l'observation de franges d'interférence réside dans la détermination de la partie entière de l'ordre d'interférence, détermination d'autant plus délicate que cet ordre est plus élevé. Or, pour une lame de 4 centimètres, étudiée par les anneaux à l'infini,

---

(1) Voir *Déterminations métrologiques par les méthodes interférentielles* (Rapport présenté au Congrès de Physique, 1900) ; et *Franges d'interférence et leurs applications métrologiques*, sous presse (collection Scientia).

(2) *J. de Phys.*, 1re série, t. VIII, 1879.

cet ordre d'interférence est de 167000 environ ; il n'est que de 665, dans le cas actuel, et une mesure grossière, à $\frac{1}{50}$ de millimètre près de l'épaisseur suffit pour que cette partie entière se trouve déterminée avec une complète certitude [1].

Il est à remarquer, toutefois, que l'emploi de cette méthode suppose l'identité des propriétés optiques de quartz de diverses provenances. Il semble bien qu'il en soit ainsi, tout au moins au degré d'exactitude nécessaire, à en juger, d'une part, par les résultats relatifs aux indices, obtenus par M. Dufet [2], d'autre part, par les résultats suivants, relatifs à des quartz de provenances différentes et différentes de celle du cube, que j'avais eu l'occasion d'étudier par la méthode des franges de Talbot :

Épaisseurs à 0.

	Biréfringence.	Fr. de Talbot.
L. 2...........	$0^c,200841$	$0^c,200866$
W'20...........	$1^c,996035$	$1^c,996054$

EXPÉRIENCES FAVORABLES A LA THÉORIE DE M. W. NERNST;

Par M. Maurice COUETTE.

Dans un précédent article [3], j'ai indiqué l'intérêt qu'il y avait à mesurer la différence de potentiel au contact de deux solutions d'acide sulfurique : l'une, L_1, dix fois plus diluée que l'autre, L_2, et, empruntant à M. Kohlrausch [4] la valeur $h = 0,19$ du coefficient de transport, j'ai calculé d'avance, pour la température de 18°, la valeur de $L_1 \mid L_2$. La formule de M. *Nernst* m'a donné :

$$L_1 \mid L_2 = -0,042;$$

(1) Il est intéressant de remarquer que si la méthode Mouton modifiée conduit à des résultats d'une assez grande précision, c'est qu'elle présente la curieuse particularité de permettre de déterminer la partie fractionnaire d'un ordre d'interférence avec une exactitude 20 à 30 fois plus grande qu'avec les autres méthodes.

(2) *Bulletin de la Soc. Fr. de Minéralogie*, t. XIII, 1890.

(3) Voir ce volume, p. 276.

(4) *Wied. Ann.*, t. L, p. 385. — La valeur de h variant un peu avec la concentration, j'ai pris la moyenne des valeurs 0,21 et 0,17, qui correspondent respectivement à la solution décinormale et à la solution normale.

une autre formule, établie par moi-même et fondée sur la généralisation d'une loi expérimentale due à M. Pellat, m'a donné :

$$L_1 \mid L_2 = + 0^v,018.$$

En juillet dernier, j'ai mesuré $L_1 \mid L_2$ de la manière suivante : Une électrode de cuivre, mastiquée au fond d'un tube de verre de 15 millimètres de diamètre, est complètement recouverte par une solution normale L_3 de SO^4Cu $\left(\frac{1}{2}\right.$ molécule-gramme par litre$\left.\right)$; au dessus se trouvent une solution normale L_2, puis une solution décinormale L_1 de SO^4H^2 ; chaque liquide occupe environ 4 centimètres en hauteur. Une pointe d'électromètre capillaire est successivement plongée dans la région moyenne de L_1 et dans celle de L_2. Dans chaque position, on fait couler et rentrer plusieurs fois le mercure pour en renouveler la surface et pour laver et mouiller le tube capillaire avec le liquide qui l'entoure actuellement. Le tube à pointe capillaire n'avait pas la grande branche verticale, mais communiquait par un tube de caoutchouc avec un réservoir mobile contenant du mercure. A la surface de ce dernier on comprimait, au moyen d'une poire de caoutchouc, de l'air dont la pression était mesurée par un manomètre à eau. La différence de potentiel entre le mercure et l'électrode de cuivre était établie par un compensateur, analogue à celui de M. Bouty, et comparée à la force électromotrice d'un élément Gouy. Les courbes construites en prenant pour abscisses les divisions du compensateur et pour ordonnées les indications du manomètre présentent un diamètre [1] sensiblement rectiligne et faisant un petit angle avec l'axe des ordonnées. J'ai pris pour abscisse du maximum celle de l'intersection de ce diamètre avec la courbe.

J'ai trouvé ainsi pour cette abscisse (à 20°,5) :

La pointe étant dans L_1................. $0^v,515$
— — L_2................. $0^v,570$

Ces nombres représentent l'excès de potentiel de la prise de contact du compensateur, qui communique avec le cuivre, sur celle qui communique avec le mercure. La différence de potentiel entre le mercure et la solution étant d'ailleurs admise nulle, au moment où la

(1) Lieu des milieux des cordes parallèles à l'axe des abscisses.

tension superficielle est maxima, nous pouvons écrire :

$$\text{Cu} \mid \text{Hg} + L_1 \mid L_2 + L_2 \mid L_3 + L_3 \mid \text{Cu} = 0^{v},515$$
$$\text{Cu} \mid \text{Hg} + L_2 \mid L_3 + L_3 \mid \text{Cu} = 0^{v},570$$

Donc :

$$L_1 \mid L_2 = -\,0^{v},055.$$

Ce résultat, on le voit, contredit ma formule, s'accorde, quant au signe, avec celle de M. Nernst, mais diffère notablement du nombre (— 0,042) fourni par celle-ci. Il serait prématuré de discuter ce dernier point avant d'avoir, d'une part, contrôlé expérimentalement la valeur du coefficient de transport h, et, d'autre part, repris la mesure de $L_1 \mid L_2$ avec un meilleur outillage et plus de soins que je n'en puis apporter à ces travaux.

Mais le démenti donné par cette mesure à ma formule me paraît acquis. Il ne porte pas évidemment sur la théorie thermodynamique, mais sur l'hypothèse particulière que j'ai posée en attribuant un sens absolu à la loi de M. Pellat.

Il est maintenant vraisemblable que cette loi n'est qu'approchée : *la différence de potentiel au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels doit être variable avec la concentration de celle-ci ;* mais sa valeur est très voisine de zéro pour les concentrations réalisées dans les expériences de M. Pellat.

Cette nouvelle manière de voir est confirmée par les expériences suivantes : Au fond d'un tube je mets du mercure, quelques fragments de zinc pur et une solution décinormale L_1 de SO^4Zn, dans laquelle je plonge une pointe d'électromètre capillaire. Je détermine l'abscisse du maximum de tension superficielle, et je trouve ainsi (à 25°) :

$$\text{Zn} \mid \text{Hg} + L_1 \mid \text{Zn} = -\,0^{v},637.$$

Au moyen d'une pipette effilée, j'introduis doucement, entre L_1 et le zinc, une solution normale L_2 de SO^4Zn. La pointe capillaire plongeant dans L_2, je trouve (à 25°,1) :

$$\text{Zn} \mid \text{Hg} + L_2 \mid \text{Zn} = -\,0^{v},609.$$

Enfin je mets la pointe dans L_1 (superposée à L_2), et je trouve (à 25°,5) :

$$\text{Zn} \mid \text{Hg} + L_1 \mid L_2 + L_2 \mid \text{Zn} = -\,0^{v},603.$$

Des deux premières expériences je conclus :

$$L_2 \mid \text{Zn} - L_1 \mid \text{Zn} = 0^{v},028, \text{ et non pas } 0.$$

La théorie de M. Nernst [1] donne pour le même cas :

$$\frac{RT}{nF} \log \text{nép} \frac{\varpi_2}{\varpi_1} = 0^v,030.$$

Combinant ensuite la deuxième et la troisième expériences, j'obtiens :

$$L_1 \mid L_2 = 0^v,006.$$

La formule de M. Nernst [2], avec la valeur $h = 0,67$ donne :

$$L_1 \mid L_2 = 0^v,010.$$

Conclusion. — Ces vérifications telles quelles, apportées, contre mon attente, à la théorie de M. Nernst, et la confirmation parfaite qu'elle reçoit, sur un autre point très important, des expériences de M. Rothé [3], plus précises que les miennes, montrent que, malgré sa hardiesse optique, cette théorie fournit une image remarquablement fidèle des phénomènes.

LE TÉLÉGRAPHONE ;

Par M. Valdemar POULSEN.

Voici quels sont le principe et l'arrangement de l'appareil de mon invention, le télégraphone.

Sur une planche est tendu un fil d'acier (corde de piano) d'environ 5 mètres de long et $0^{mm},5$ de diamètre (*fig.* 1).



Fig. 1.

Le petit électro-aimant E peut glisser sur AB, qu'il embrasse par un de ses pôles P, comme le montre la *fig.* 2. Le noyau de l'électro-aimant est un morceau de fil de fer doux de 8 millimètres de

---

(1) Voir ce volume, p. 273, formule 19.
(2) Voir ce volume, p. 271, formule 15.
(3) Voir ce volume, p. 543.

long et de $0^{mm},75$ de diamètre environ. AB ne doit pas être aimanté, ou tout au moins son aimantation doit être telle qu'il n'y ait pas de courants induits dans la bobine E, quand l'électro glisse sur AB. E est relié, soit directement, soit par l'intermédiaire d'un transformateur, à un microphone, muni de sa pile.

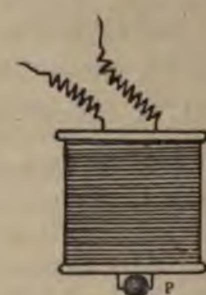


Fig. 2.

Lorsqu'on parle dans le microphone, tandis que E glisse sur AB avec une vitesse d'environ 1 mètre par seconde, les courants développés par la voix produisent des variations correspondantes de l'action magnétique de P, et les diverses parties de AB se trouvent aimantées d'une manière différente. Si maintenant on remplace le microphone par un téléphone, et qu'on fasse de nouveau glisser E sur AB, toujours dans le même sens, le téléphone reproduira les paroles émises devant le microphone. Ainsi, grâce à la grande force coercitive de l'acier, une sorte d'écriture ondulatoire magnétique, une permanence sinusoïdale, correspondant aux articulations de la voix parlée, est restée sur AB. Le système ABE, en reproduisant les sons de la voix, fonctionne comme une machine magnéto-électrique, dont les courants alternatifs sont transformés en sons.

Lorsqu'on relie E à une pile et qu'on le fait glisser de A en B, l'écriture s'efface, sous l'influence de l'aimantation uniforme développée, qui prévaut sur l'aimantation variable plus faible de l'inscription.

AB est trop court pour contenir beaucoup de mots. Pour obtenir une capacité plus grande, on enroule bien fermement une corde de piano sur un cylindre en une spirale très fine. Parallèlement à l'axe du cylindre se trouve une baguette sur laquelle peut glisser une boîte, contenant l'électro-aimant. Quand l'appareil fonctionne, l'électro-aimant embrasse par l'un de ses pôles ou par les deux (*fig.* 3)

le fil d'acier, lequel, par la rotation du cylindre, fait glisser l'électro-aimant et sa boîte.

Si le diamètre de la corde de piano est d'environ $0^{mm},75$, il conviendra de donner à la spirale un pas de 1 millimètre.



Fig. 3.

Le maniement d'un cylindre de cette espèce est très aisé, et on peut assez commodément l'employer pour des expériences.

Au demeurant, il ne faut pas perdre de vue que, dans les différentes applications du principe télégraphonique (téléphonie et télégraphie), il y a des exigences particulières qui déterminent non seulement la nature, les dimensions et le profil de la base de l'écriture, mais encore la vitesse, la construction de l'électro-aimant, et le diagramme du courant.

Sans insister sur ces particularités, j'attirerai seulement l'attention sur quelques points essentiels relatifs aux trois procédés : l'inscription, la reproduction et l'effaçage. Ordinairement l'inscription doit se faire au moyen d'un électro-aimant polarisé; mais le sens et le degré de la polarisation ne doivent pas être arbitraires. Par exemple, on effacera l'écriture en conservant le même sens de polarisation de l'électro-aimant, et, pour l'inscription suivante, on polarisera l'électro en sens contraire. On obtient ainsi un mouvement vif des aimants moléculaires au moment de la formation de l'écriture. A cette sorte d'*état naissant* de l'aimantation, l'écriture devient excessivement nuancée. Le degré de polarisation de l'aimant inscripteur n'est généralement qu'une fraction assez petite de la polarisation de l'aimant effaçant. Les forces désaimantantes qui agissent sur l'écriture ondulatoire sont d'autant plus faibles que la polarisation de l'aimant inscripteur est plus voisine de celle qui convient pour neutraliser la base de l'écriture (*fig.* 4).

La force coercitive détermine le degré de polarisation qui neutralise exactement la base de l'écriture. L'écriture devient plus faible, si la polarisation à l'inscription est la même que lors de l'effaçage antérieur. On polarise l'électro-aimant par un courant ou par un aimant permanent. Si les portions positives et négatives de la courbe d'un courant alternatif diffèrent, leur faculté de produire l'écriture peut également différer ; par là s'explique cette particularité que la direction du courant primaire avec une certaine

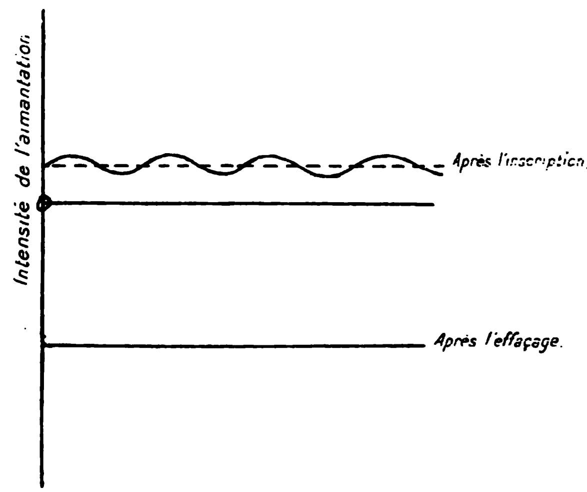


Fig. 4.

polarisation de la base de l'écriture peut parfois influer sur l'écriture qui, dans la course secondaire, est produite par un électro-aimant non polarisé. Il faut en chercher la cause dans une inégalité de la manière dont la résistance du microphone s'accroit et diminue. Peut-être cette inégalité est-elle d'autant plus grande que la mobilité des grains de charbon est elle-même plus grande.

Un discours ou un chant inscrit sur le cylindre semble pouvoir être reproduit un nombre de fois illimité, sans que l'écriture faiblisse, et le coloris de la voix se distingue parfaitement bien. Même avec une installation aussi primitive que celle représentée par la *fig.* 1, la reproduction de la voix est d'une pureté et d'une netteté parfaites, et n'est nullement altérée par des sons étrangers. Les appareils de date plus récente reproduisent avec une correction extraordinaire

non seulement les mots parlés ou chantés, mais même un chuchotement et jusqu'aux faibles sons de la respiration.

Pour effacer l'écriture, il suffira de faire passer le fil devant l'électro-aimant inscripteur, ou devant un électro auxiliaire traversé par le courant de deux ou trois éléments de pile. L'effaçage peut aussi se faire en lancant un courant dans le fil, base de l'écriture. Si, à l'aide d'un électro polarisé, on inscrit un discours, etc., sur un fil déjà couvert d'écriture, celle-ci ne sera pas en général effacée, mais il y aura interférence.

Jusqu'ici on a employé comme base d'écriture, en dehors des cordes de piano ordinaires, des rubans ou des lamelles d'acier, ou des fils de nickel. Pour l'usage phonographique ordinaire, les dimensions du ruban d'acier sont de 3 millimètres sur $0^{mm},05$. Le ruban se dévide d'une bobine sur une autre, et les couches peuvent se superposer directement sans que l'écriture soit déteinte, bien qu'il résulte de l'expérience directe que l'écriture magnétique pénètre à fond le ruban. La mince couche d'air comprise entre les couches suffit pratiquement à les isoler. Tout en se déroulant, le ruban passe sous les électro-aimants inscripteur, reproducteur et effaceur. Avec une vitesse de 1 mètre environ, on emploiera 54 décimètres cubes d'acier pour un discours d'une durée de une heure. On peut employer, au lieu de ruban, une mince corde de piano, qui se dévide d'une bobine sur une autre.

Dans certains cas, on peut employer de préférence le nickel comme base de l'écriture, grâce à la grande permanence de l'aimantation, pour de faibles forces magnétisantes, démontrée par A. Abt, sur ce métal. Cependant la grande sensibilité du nickel aimanté par rapport aux actions élastiques nécessite une installation stable du fil de nickel.

Il est peu vraisemblable que l'acier, très ordinaire, que j'ai employé se trouve être précisément le meilleur pour l'usage télégraphique. Il y a lieu de croire qu'on en pourrait obtenir de préférable. Je ne m'occuperai pas davantage des différents emplois phonographiques du principe du télégraphone, ni des différences de construction qui s'y rapportent. Je crois cependant devoir esquisser l'arrangement que voici :

Un long ruban d'acier sans fin est tendu entre deux disques auxquels on peut donner un mouvement de rotation assez rapide (*fig.* 5). Le ruban passe devant toute une rangée d'électro-aimants, avec une

vitesse réglée d'après les circonstances. L'électro-aimant E inscrit des paroles, de la musique, etc. Les électro suivants (électrolecteurs) reproduisent les communications aux téléphones de chaque auditeur; puis l'électro-aimant effaceur V aplanit les variations magnétiques du ruban (*Journal téléphonique*). Comme l'écriture ne s'affaiblit pas par l'usage, on pourra installer un nombre quelconque d'aimants lecteurs.

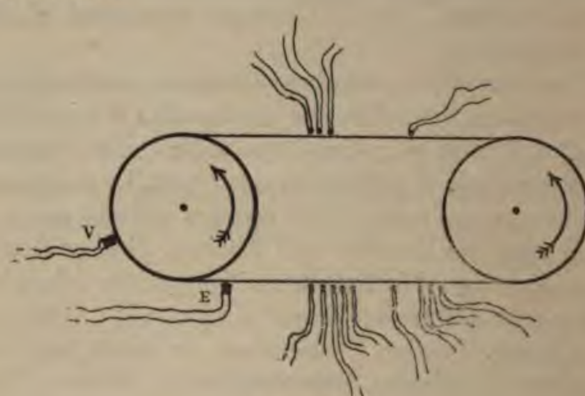


Fig. 7.

On peut encore employer le télégraphone au renforcement du courant téléphonique (relais téléphonique). M. l'ingénieur E.-S. Hagemann a proposé un arrangement dont je dirai un mot. Ce système de renforcement est, théoriquement du moins, attrayant par sa simplicité. Sur un cylindre se trouvent montés une série d'anneaux d'acier circulaire ayant leurs centres sur l'axe du cylindre et leurs plans normaux à cet axe. Le cylindre tourne, et ce qui est dit dans le téléphone s'inscrit sur le premier anneau, par le moyen d'un électro-inscripteur. Par une série d'aimants lecteurs (*fig.* 6), qui sont placés sur le premier anneau, les paroles sont transmises aux autres anneaux qui, synchroniquement, font passer leur écriture identique sur leurs électrolecteurs, dûment reliés entre eux, et finalement sur des électro-effaceurs. Les électro-aimants correspondants portent, sur la figure, le même numéro.

Une méthode de compensation élégante, inventée par M. l'ingénieur P.-O. Pedersen, permet de mêler entre eux plusieurs discours, de manière qu'on puisse ensuite les faire ressortir séparément. Il est impossible de donner en peu de mots une description satisfaisante

de cette méthode, que M. Pedersen lui-même exposera peut-être ici plus tard.

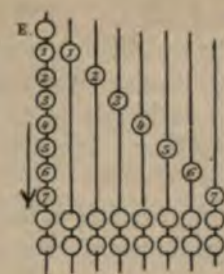


Fig. 6.

Dans mes travaux pour le développement du télégraphone, j'ai trouvé une assistance excellente auprès de M. l'ingénieur Pedersen, et, plus tard, de M. l'ingénieur Hagemenann. Je les prie d'agréer mes remerciements.

DRUDE'S ANNALEN

T. II, n°s 5, 6, 7 et 8; 1900

(Suite)

G. TAMMANN. — Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Sur les limites de l'état solide). — P. 1 à 31.

L'auteur étudie la fusion de la glace dans les limites suivantes :

De 0° à — 80°, à des pressions variant entre 1 et 3.200 atmosphères;

De — 22° à — 15°, à des pressions variant entre 3.200 et 4.000 atmosphères;

Enfin à la pression de l'atmosphère, de — 88° à — 180°.

Dans ce champ d'expérience, l'eau se présente sous quatre états :

Eau liquide, glace ordinaire (I), glace II, glace III.

L'auteur a étudié : la courbe de fusion de la glace ordinaire (I) entre 0° et — 20°;

Les courbes de fusion des variétés de glace II et III;

La courbe de transformation de la glace I en la glace II; celle de la glace II en la glace III.

Il a constaté la présence de trois triples points :

1° Le point de fusion ;

2° Le point correspondant à — 22° et 2.200 atmosphères, point où l'eau est en équilibre avec les variétés de glace I et III;

3° Le point correspondant à 22°,4 et 2.230 atmosphères, point où l'eau est en équilibre avec les variétés de glace I et II.

En outre, il est probable qu'il existe deux autres triples points :

1° Le point d'intersection de la courbe de transformation de la variété de glace I en la variété II avec la courbe de tension de vapeur de la glace II ou de la glace I;

2° Le point d'intersection des courbes de fusion des variétés II et III, point d'où part la courbe de transformation de la variété II en la variété III.

L. MARCHIS.

H. DU BOIS et RUBENS. — Panzergalvanometer (Galvanomètres à cuirasse). — P. 84-95.

Dans ces galvanomètres, les équipages mobiles sont protégés contre les actions perturbatrices extérieures par des écrans magnétiques dont le rôle protecteur a été étudié longuement par M. du Bois [1]. Les galvanomètres sont de deux modèles : l'un a deux enveloppes de fer cylindriques à quatre bobines (on en construit de 2.000, 100 ou 5 ohms), à quatre aimants directeurs extérieurs. L'autre à deux enveloppes sphériques et une enveloppe cylindrique servant de boîte pour le transport, deux bobines, deux aimants directeurs intérieurs à la première enveloppe sphérique, et deux extérieurs. Pour chaque modèle, on construit deux sortes d'équipages, lourd et léger.

Dans le modèle à enveloppes sphériques, par exemple, avec les deux enveloppes sphériques seules l'action d'un champ extérieur est réduit à environ $\frac{1}{100}$ de sa valeur dans l'espace où se trouve l'équipage mobile; si on y joint l'enveloppe cylindrique, l'action intérieure n'est plus que le $\frac{1}{900}$ de l'action extérieure.

Les auteurs donnent la sensibilité des deux modèles; à ce propos, ils émettent le vœu qu'on adopte à l'avenir les conventions suivantes pour la mesure de la sensibilité des galvanomètres.

---

[1] H. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 348; 1897; t. LXV, p. 1; 1898 et, en collab. avec A.-P. WILLS, *Ann. d. Physik.*, t. IV, p. 78; 1900. Ou : *The Electrician*, t. XL, p. 218, 316, 511, 652, 814, et t. XLI, p. 108; 1898. Les articles publiés dans *The Electrician* ont été réunis en brochure (B. TUCKER, *Fleet Street*, London). Une analyse étendue de ces travaux a été donnée dans *l'Eclairage électrique*, t. XVI, p. 221 et 289; 1898.

La sensibilité dans la mesure d'une intensité de courant (*Strom-empfindlichkeit*) S_i est la déviation en divisions de l'échelle pour un courant de 1 microampère, l'échelle étant à une distance égale à 1.000 divisions, et la période (complète) de 10 secondes.

La sensibilité dans l'emploi en balistique (*ballistisch Empfindlichkeit*) S_b est l'élongation en divisions de l'échelle pour un microcoulomb, dans les mêmes conditions.

La résistance R des bobines s'élimine par la considération d'une sensibilité normale, définie par les relations :

$$\Sigma_i = \frac{S_i}{\sqrt{R}} \quad \text{et} \quad \Sigma_b = \frac{S_b}{\sqrt{R}},$$

c'est-à-dire correspondant à un galvanomètre dont la résistance est de 1 ohm.

Voici les valeurs obtenues, avec ces conventions :

		Σ_i	Σ_b
Galvanomètre à cuirasses sphériques.	Équipage lourd.......	80	50
	— léger.......	800	500
Galvanomètre à cuirasses cylindriques.	Équipage lourd.......	160	100
	— léger.......	1.000	630

La plus grande sensibilité réalisée jusqu'ici est celle du galvanomètre de F. Paschen, pour lequel $\Sigma_i = 3.900$, dont l'équipage est extrêmement délicat. On voit que les galvanomètres de MM. du Bois et Rubens ont une sensibilité seulement quatre fois plus faible, environ.

Ces galvanomètres sont construits par Siemens et Halske.

Ch. Maurain.

Th. MIDDEL. — Deformation durch Erwärmung als Ursache für die thermische Veränderung der Empfindlichkeit von Waagen (La déformation par échauffement considérée comme cause de la variation thermique de la sensibilité des balances). — P. 115 à 134.

Les conclusions de ce travail sont les suivantes :

1° La diminution de la sensibilité de leurs balances, observées par Richard et Krigar-Menzel, lors d'une élévation de température, tient à une courbure du fléau produite par des différences de structure entre son côté supérieur et son côté inférieur ;

2° Ces différences de structure vont en diminuant par suite d'oscillations de température (échauffements et rafraîchissements successifs).

Ce fait s'observe d'ailleurs toutes les fois que l'on étudie les déformations permanentes produites par élévation de température.

L. MARCHIS.

A. LINDEMANN. — Untersuchungen über die Beeinflussung der Länge der von einem Righi'schen Erreger ausgesandten elektrischen Wellen durch Drähte, welche der Primärleitung angehängt werden (Recherches sur les phénomènes susceptibles de faire varier la longueur des ondes électriques émises par un excitateur de Righi au travers de fils en relation avec le conducteur primaire). — P. 376 à 397.

Les résultats auxquels les expériences de l'auteur l'ont conduit sont les suivants :

1° Un excitateur de Righi muni de fils isolés et libres à leurs deux extrémités émet deux systèmes d'ondes superposées ; l'un d'eux, au point de vue de sa production et de sa longueur d'onde, coïncide avec le système d'ondes émises par l'excitateur sans fils; l'autre correspond au système conducteur formé des sphères de l'excitateur et des fils communiquant électriquement avec elles par l'intermédiaire des étincelles qui traversent l'air; ce second a une longueur d'onde plus grande que celle du premier;

2° L'influence de la vibration primitive de l'excitateur est augmentée par la présence des fils, en ce sens qu'il se produit dans ceux-ci des vibrations de la même période ,mais d'un moindre amortissement, qui de leur côté contribuent au rayonnement ;

3° Quand la longueur d'air traversée par les étincelles augmente, la valeur du rapport de l'amplitude de la vibration totale à l'amplitude de la vibration primitive de l'excitateur va en diminuant. La vibration totale a un amortissement qui va en croissant avec la longueur de l'étincelle éclatant dans l'air ;

4° Si on laisse l'un des fils et que l'autre soit remplacé par un conducteur relié à la terre, la méthode d'observation employée permet seulement de mettre en évidence, d'une façon certaine, la vibration primitive de l'excitateur. Il est probable qu'il existe une vibration qui se superpose à la première ; mais sa longueur d'onde n'a pas pu être mesurée. Au reste, tous les phénomènes vibratoires sont les mêmes dans ce dernier cas que dans le premier, où les deux fils sont mis en relation avec l'excitateur.

L. MARCHIS.

Max REINGANUM. — Theoretische Bestimmung der Verhältnisses von Wärme- und Electricitästsleitung der Metalle aus der Drude'schen Elektronentheorie (Détermination théorique du rapport entre la conductibilité calorifique et la conductibilité électrique des métaux déduite de la théorie électronique de Drude). — P. 398 à 403.

L'auteur conclut cette étude de la manière suivante :

Il paraît résulter de la théorie de Drude que, même dans les métaux, l'électricité se meut en masses discrètes, dont la grandeur est celle des charges des ions électrolytiques ; de plus, au mouvement de ces masses chargées, on peut appliquer les principes de la théorie cinétique des gaz.

L. Marchis.

Zemplén GYOZO. — Ueber die Grundhypothesen kinetischen Gastheorie (Sur les hypothèses fondamentales de la théorie cinétique des gaz). — P. 404 à 421.

L'auteur cherche à réfuter les objections faites à la théorie ordinaire par Burbury.

L. Marchis.

Robert LANG. — Ueber die magnetische Kraft der Atome (Sur le pouvoir magnétique de l'atome). — P. 483 à 494.

Intéressantes considérations, qu'il serait difficile de résumer et dans lesquelles l'auteur montre qu'en prenant comme base les mouvements rotatoires des charges des ions on peut expliquer les propriétés magnétiques, et relier entre elles d'une manière rationnelle des grandeurs d'ordre différent (grandeur des atomes, durée de rotation, champ correspondant à la saturation magnétique, charges des ions, magnétisme atomique, force électromotrice d'aimantation, etc.).

Ch. Maurain.

K.-K. JOHNSON. — Ueber den Oeffnungsstrom in einem verzweigten Stromkreise (Sur l'extra-courant de rupture dans un circuit ramifié). — P. 495 à 504 ; 1900.

L'auteur a déjà donné, dans les *Annalen der Physik*, l'étude théorique de l'extra-courant de rupture dans un circuit simple ; il se

propose d'étudier expérimentalement le cas d'un circuit ramifié qui se prête mieux aux expériences, et, pour établir une base à ses recherches, fait dans l'article actuel l'étude théorique de ce cas.

Ch. Maurain.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber Elektricitätszerstreuung in der Luft (Sur la dissipation de l'électricité dans l'air). — P. 425 à 446.

Les auteurs ont fait une longue série d'observations sur la dissipation de la charge d'un conducteur isolé, soit à l'air libre, soit dans une salle.

Ils ont constaté que l'état d'agitation de l'air a peu d'influence, tandis que son degré de pureté en a beaucoup, les plus grandes valeurs de la dissipation correspondant à la plus grande pureté de l'air. Plus l'atmosphère est chargée de poussières, de fumée ou de brume, plus la dissipation est faible; par conséquent, les particules conductrices flottant dans l'air ne jouent qu'un rôle secondaire dans cette dissipation.

Toutes les mesures faites sur les sommets des montagnes ont indiqué une déperdition plus grande pour les charges négatives que pour les charges positives, tandis que cette déperdition est sensiblement la même pour les deux électricités dans les vallées.

Les auteurs ont été ainsi conduits à penser que l'air est ionisé et que la déperdition d'un conducteur chargé positivement, par exemple, est due à ce qu'il attire des ions négatifs qui le déchargent au contact. Ils ont réalisé des expériences aussi variées qu'ingénieuses, qui semblent confirmer cette hypothèse de l'ionisation de l'air naturel. Lorsque l'air est chargé de poussières ou de brouillard, les ions, se fixant sur les particules solides ou liquides en suspension, seraient paralysés par ces masses à entrainer dans leur mouvement; aux sommets des montagnes, le champ intense produit par la charge négative du sol communiquerait une vitesse plus grande aux ions positifs qu'aux ions négatifs, vers les conducteurs voisins du sol.

L'ionisation de l'air se produit peut-être dans les couches extérieures de l'atmosphère, sous l'action des rayons solaires; de là, les ions seraient entraînés dans les couches profondes, par suite d'une diffusion ou des courants atmosphériques. La luminescence qui

constitue l'aurore boréale s'accorderait avec cette hypothèse de l'ioni-sation.

H. Bagard.

[illegible]

quant ainsi à un phénomène irréversible, ne reconnaît aucune valeur à ces nouveaux arguments.

M. Liebenow précise son hypothèse fondamentale : selon lui, tout courant de chaleur est accompagné d'un courant électrique ; tout courant électrique est accompagné d'un courant de chaleur ; mais il ne faut pas introduire de courant secondaire, tertiaire, etc., comme le fait M. Voigt ; néanmoins les graves objections de M. Voigt ne sont pas levées par là.

En ce qui concerne le double signe de la formule finale de M. Liebenow, M. Voigt lui-même s'y trouvait conduit dans l'explication qu'il a donnée de la concordance très remarquable des résultats expérimentaux avec cette formule. M. Liebenow persiste à croire que ce double signe est justifié, qu'aux métaux correspond le signe —, aux corps non métalliques le signe +, d'après l'expérience. Il fait, à ce sujet, un rapprochement intéressant entre cette hypothèse et ce qui se passe dans l'électrolyse où le métal constitue l'ion positif. A cette occasion, il émet l'idée qu'un métal, qui se dépose sur une électrode, conserve son électricité « atomique » positive, laquelle attire et maintient une quantité égale d'électricité négative ; cette dernière pourrait cependant se mouvoir, lors du frottement, de l'induction, etc. Cette idée présente quelque analogie avec celles de Riecke. En s'appuyant sur la loi de Dulong et Petit, M. Liebenow arrive ainsi à penser que la chaleur atomique des métaux à l'état solide se répartit par moitiés sur l'ion du métal, d'une part, et la charge négative attirée par cet ion, d'autre part.

De son côté, M. Voigt considère les applications de la formule de M. Liebenow comme étant en désaccord complet avec tous les faits d'observation ; en terminant, il déclare qu'il considère comme vraisemblable qu'on puisse, un jour, arriver à cette formule remarquable en s'appuyant sur les idées de Weber, déjà mises à profit récemment par Kohlrausch, Giese, Riecke et Drude ; dans cette voie, on ne se heurterait peut-être pas, dès le début, à des phénomènes irréversibles.

H. Bagard.

O. LEHMANN. — Structur System und magnetisches Verhalten flüssiger Krystalle und deren Mischbarkeit mit festen (Structure, système et propriétés magnétiques des cristaux liquides et leur miscibilité avec les cristaux solides). — T. II, p. 649-705.

La notion de *cristaux liquides* a pris naissance dans ces dernières années. Les corps étudiés sous ce nom ne sont pas, comme l'avait pensé Quincke, lorsqu'on signala leurs propriétés, des amas de cristaux solides enfermés dans une gaine huileuse, ce sont réellement des liquides homogènes, ayant conservé la structure cristalline des solides dont ils proviennent par fusion.

En chauffant, par exemple, une préparation en couche mince d'azoxyphénétol et en l'étudiant au microscope polarisant, on reconnaît au liquide obtenu les caractères d'un cristal présentant la relation d'énantiotropie par rapport au cristal solide. Les couleurs d'interférence sont sensiblement les mêmes pour le solide et le liquide; mais la dispersion est un peu plus faible pour le liquide.

M. Lehmann donne une description très détaillée, accompagnée de planches en couleurs, des phénomènes de polarisation chromatique et de dichroïsme observés.

Les gouttes cristallines éprouvent, dans un champ magnétique, une orientation qui confirme leur nature anisotrope; elles subissent aussi une rotation continue par échauffement. Les cristaux liquides peuvent d'ailleurs être groupés dans les systèmes cristallins connus, et on peut obtenir une série continue de transitions entre un cristal solide et un cristal liquide.

M. Lehmann propose de définir un cristal comme « un corps anisotrope, doué d'une force directrice moléculaire », en ajoutant que l'état d'agrégation peut être solide ou liquide.

H. Bagard.

H. EBERT et B.-A. HOFFMANN. — Elecktricitätserregung in flüssiger Luft (Production de l'électricité dans l'air liquide). — P. 706-718; 1900.

Si on plonge dans de l'air liquide un corps conducteur ou isolant suspendu à un fil de soie, on constate, après l'avoir retiré, qu'il possède une forte charge négative. Mais aucune électrisation de ce genre ne se produit avec l'air liquide filtré, et privé par suite des

impuretés solides (anhydride carbonique, huile, etc.) qu'il contient habituellement. En ajoutant successivement chacune de ces substances à de l'air liquide filtré, les auteurs ont montré que l'électrisation est due aux petites particules de glace, frottant sur le corps introduit, qui devient négatif, les particules restant elles-mêmes positives. Il y aura à se garder de cette électrisation dans certaines expériences où on emploie l'air liquide comme moyen de refroidissement. Peut-être joue-t-elle un rôle dans les phénomènes d'électricité atmosphérique, des particules de glace à basse température se trouvant dans les hautes couches de l'atmosphère.

Ch. Maurain.

Victor HENSEN. — Die Triebkraft für die Tonschwingung in den Labialpfeifen und die Lamellentöne (Production du son dans les tuyaux à bouche ; rôle des lames d'air en mouvement). — P. 719-742.

Étude expérimentale, à l'aide de flammes sensibles, des mouvements de l'air au voisinage de l'embouchure des tuyaux sonores, et en particulier sur les deux faces du biseau.

F. Carré.

C. RUNGE. — Ueber das Spectrum des Radium (Spectre du radium). — P. 742-746.

Parmi les quinze raies signalées par E. Demarçay [1] dans le spectre du chlorure de baryum radifère, l'auteur n'en retient que trois, comme nettement caractéristiques du radium. Elles correspondent aux longueurs d'onde :

4826,14, 4682,346, 3814,591.

F. Carré.

A. WINKELMANN. — Einwirkung einer Funkenstrecke auf die Entstehung von Röntgenstrahlen (Influence d'une interruption à étincelles dans le circuit d'un tube sur la production des rayons de Röntgen). — P. 757-767.

En intercalant un micromètre à étincelles sur le circuit d'un tube, on peut faire produire à ce tube des rayons de Röntgen à des pressions plus élevées que celles où il cesse d'en produire dans les conditions ordinaires. La pression limite dépend de la longueur du micromètre à étincelles ; elle dépend aussi de sa position : quand la

pression est forte, c'est seulement lorsque le micromètre est entre la cathode et la bobine d'induction qu'il y a production de rayons; pour des pressions plus faibles, on obtient aussi des rayons quand le micromètre est entre la bobine et l'anode; mais, le tube est, dans ce cas, moins actif; à mesure qu'on diminue la pression, la différence d'action du micromètre dans ces deux positions diminue et finit par disparaître. L'action du micromètre est plus marquée avec l'hydrogène qu'avec l'air ou l'anhydride carbonique; mais la pression limite dépend de la forme du tube. Plus le tube est étroit, plus la pression maximum à laquelle on peut obtenir des rayons, avec l'aide du micromètre, est élevée; ainsi, avec un tube à air de 1/2 centimètre de diamètre, on a pu aller jusqu'à une pression de 10 millimètres de mercure. Avec un tube à hydrogène de 1 centimètre de diamètre, on a pu aller à 30 millimètres.

Ch. Maurain.

E. MARX. — Ueber den Potentialfall und die Dissociation in Flammengasen (Sur la chute de potentiel et la dissociation dans les gaz des flammes). — P. 768-797.

On sait qu'Arrhenius a établi [1] que, dans les flammes contenant des sels, la conduction se fait par des ions identiques à ceux de l'électrolyse; des recherches récentes de MM. Smithells, Wilson et Dawson [2] ont confirmé cette conclusion. Mais on sait aussi que la loi d'Ohm n'est applicable, dans ce cas des flammes, que pour des forces électromotrices inférieures à 0,1 volt; Giese, puis Arrhenius, avaient admis qu'il ne s'agissait pas ici d'une inexactitude réelle de l'hypothèse fondamentale de la loi d'Ohm, celle de la proportionnalité entre la vitesse et la force, mais d'une conséquence d'un courant de saturation qui, lors d'une faible concentration en ions, s'établirait déjà pour des faibles forces électromotrices.

Pour élucider ce point, M. Marx étudie la marche du potentiel entre deux électrodes superposées dans la flamme et commente ses résultats en y ajoutant des considérations théoriques basées sur la théorie cinétique des gaz.

Il adopte une disposition expérimentale analogue à celle d'Arrhenius [3]; les deux électrodes, en toile métallique, distantes de 17 mil-

(1) Voir *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 223; 1891.
(2) Voir ce volume, p. 293.
(3) *Loc. cit.*

limètres, sont reliées aux deux pôles d'une batterie d'éléments Clark. On mesure la différence de potentiel entre la cathode et un fil de cuivre qu'on déplace dans l'intervalle.

Le résultat le plus important de ces expériences est que la chute de potentiel au voisinage de la cathode diminue quand on abaisse la température de l'anode (en changeant la position de la flamme); on en conclut que la quantité libre d'électricité positive, située au voisinage de la cathode, diminue dans ces conditions.

M. Marx développe ensuite des considérations qui l'amènent à penser qu'une dissociation en volume s'ajoute à la dissociation superficielle dans la flamme et que, contrairement à une opinion émise par M. Wilson, la première l'emporte déjà de beaucoup sur la seconde pour une faible différence de potentiel entre les électrodes. Il lui paraît aussi vraisemblable que la loi d'Ohm est réellement inexacte déjà pour une différence de potentiel d'environ 2 volts entre les électrodes, dans le cas où celles-ci sont à la même température (et les observations faites sur le phénomène de Hall, dans le mémoire qui suit, semblent aussi montrer que, dans ces conditions, les ions prennent, en effet, un mouvement accéléré), tandis que la loi d'Ohm ne serait inexacte qu'en apparence seulement jusqu'à des forces motrices beaucoup plus élevées, si l'on maintient l'anode à une température beaucoup plus basse que la cathode.

M. Marx a recherché si une illumination de la flamme par des rayons ultra-violets ou des rayons de Röntgen augmentait la dissociation des sels qu'elle contient; mais il n'a obtenu qu'un résultat négatif.

Comme, d'après Arrhenius, la dissociation électrolytique dans la flamme est due à une hydrolyse, représentée par l'équation :

$$KCl + H^2O = HCl + \overset{+}{K} + \overset{-}{OH},$$

M. Marx pense qu'il y aurait plus probablement résonance de l'ion OH sous l'influence des radiations infra-rouges.

H. Bagard.

E. MARX. — Ueber das Hall'sche Phänomen in Flammengasen (Sur le phénomène de Hall dans les gaz des flammes). — P. 798-834.

En abordant la recherche du phénomène de Hall dans les flammes contenant des sels alcalins dissociés, M. Marx s'est attaqué à un pro-

blème très difficile à résoudre. Non seulement la loi d'Ohm n'est plus exacte, dans le cas général, mais la chute de potentiel entre électrodes, qui a lieu surtout au voisinage immédiat des électrodes, est très faible dans l'intervalle, ce qui est une condition très défavorable, puisque l'effet Hall doit être d'autant plus marqué que la force électrique est plus grande. Pour parer autant que possible à cette difficulté, l'auteur emploie un artifice qui lui est indiqué par l'étude qui précède. Tandis que la presque totalité de la chute de potentiel se ferait à la cathode, si les deux électrodes primaires avaient la même température, au contraire, en portant l'anode à une température notablement inférieure à celle de la cathode, la charge positive libre diminue à la cathode, donc aussi la chute cathodique du potentiel, tandis que la chute anodique augmente en même temps la chute intermédiaire dans l'espace des électrodes.

Malheureusement, en prenant ainsi toujours, pour cathode, l'électrode la plus chaude, il faut renoncer à l'inversion du courant primaire, qui permet un contrôle important dans l'étude du phénomène de Hall.

L'auteur a apporté beaucoup de soin dans ces expériences très délicates. Les résultats les plus généraux de ces mesures sont conformes aux considérations qu'il a déduites *a priori* de la théorie des ions; il trouve que le coefficient de rotation (de Hall) est négatif, comme pour le bismuth, qu'il est indépendant, dans les limites des observations, de l'intensité du champ, de la chute de potentiel et de la distance des électrodes, qu'il diminue quand la concentration des ions augmente dans la flamme.

Il faut remarquer, toutefois, que le coefficient de rotation de Hall suppose la loi d'Ohm applicable et perd ici son sens précis habituel.

Après des expériences faites avec de très faibles voltages, où la loi d'Ohm redevenait applicable, M. Marx arrive à conclure que les ions prennent effectivement un mouvement accéléré pour des forces électromotrices élevées entre électrodes.

M. Marx, s'appuyant sur ses résultats, émet, sur la question de l'existence du phénomène de Hall dans les électrolytes, une opinion qui est plutôt favorable à mes anciens contradicteurs sur ce sujet.

Je suis d'autant plus autorisé à lui en contester le droit qu'il semble ignorer une note qui me paraît avoir mis fin à ce débat (1).

(1) *Nuovo Cimento*, (IV), t. VII, p. 187; 1898; — *Eclairage électrique*, t. XV, p. 98; 1898.

ainsi qu'une autre, plus récente, où j'ai signalé de nouveaux faits confirmant mes précédentes conclusions [1].

H. Bagard.

F.-M. EXNER. — Notiz zu Brown's Molecularbewegung (Note sur le mouvement moléculaire brownien). — P. 843-847.

L'auteur a essayé de rechercher, dans un cas particulier, comment la vitesse des particules soumises au mouvement brownien varie avec leur grandeur et avec la température. Les mesures, qui comportent peu d'exactitude, montrent que, pour une même température, la vitesse diminue quand les dimensions des particules augmentent, et que, pour des particules de même grandeur et des températures différentes, le carré de la vitesse ne croît pas comme la température absolue.

H. Bagard.

J. KLEMENČIČ. — Ueber den inneren Widerstand des Westonelementes (Sur la résistance intérieure de l'élément Weston). — P. 848-853.

E. COHEN. — Elektromotorische Kraft des Westonelementes, Bemerkung zu einer Arbeit des Hrn. W. Marek (Force électromotrice de l'élément Weston, observation sur un travail de M. W. Marek). — P. 863-864.

M. Klmenečič a étudié l'*étalon Weston* fourni par « The European Weston Electrical Instrument Co » à Berlin. Il est construit comme l'étalon Clark, avec du cadmium à la place du zinc, et une solution de sulfate de cadmium concentrée à 4°, sans cristaux de sulfate en excès. Cet étalon est supérieur à tous les autres, d'après l'auteur (qui confirme sur ce point l'opinion de M. Jäger) non seulement par la constance de sa force électromotrice mais auusi par la faible valeur de sa résistance.

De son côté, M. Cohen appelle l'attention sur de graves erreurs qu'on pourrait commettre en employant des valeurs indiquées récemment par M. Marek pour cet élément. Selon lui, l'étalon serait instable entre 0° et 23° environ et il ne pourrait être utilisé qu'entre 23° et 26°.

H. Bagard.

---

[1] *Comptes Rendus*, 9 janvier 1899.

W. KÖNIG. — Zwei Erwiderungen (Deux réponses). — P. 854-862.

1° Réponse à M. Lecher, qui avait critiqué [1] un appareil de rotation électromagnétique imaginé par l'auteur et consistant en une modification de la roue de Barlow, permettant de montrer aussi la réaction du courant sur l'aimant ;

2° Réponse à M. Grützner, qui avait opposé sa méthode d'inscription électrolytique des courants électriques à une méthode d'inscription électrostatique des oscillations électriques, imaginée par l'auteur. M. König fait remarquer que sa méthode inscrit des tensions et non pas des courants, comme celle de son contradicteur.

H. Bagard.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5e série, t. XLIX (*suite*), avril, mai, juin 1900.

A. GALT. — Heat of Combination of Metals in the Formation of Alloys (Chaleur de combinaison de métaux dans la formation des alliages). — P. 405-410.

Lord Kelvin fait intervenir la chaleur de formation des alliages dans la théorie de l'électricité de contact. A ce titre, il est intéressant de signaler les résultats obtenus par M. Galt.

Ce savant a mesuré la différence des chaleurs de dissolution d'un alliage et d'un mélange des deux métaux fait dans la proportion même où ils entrent dans l'alliage.

Pour les alliages de cuivre et d'argent, la chaleur de combinaison, ainsi déterminée, s'est toujours montrée insensible. Pour les alliages de cuivre et de zinc, on trouve, en partant du zinc pur, avec des proportions croissantes de cuivre, que la chaleur de combinaison, rapportée à 1 gramme d'alliage, est d'abord négative, passe par un maximum de 23 calories pour une proportion de 16 0/0 environ de cuivre, devient nulle vers 24 0/0, change de signe, passe par un maximum positif de 60 calories pour environ 38 0/0 correspondant à peu près à la formule Cu^2Zn^3 et diminue ensuite jusqu'à zéro.

E. Bouty.

---

[1] Voir ce volume, p. 166.

S. R. MILNER. — Note of the Theorie of Solution-pressure (Note sur la théorie de la pression de dissolution). — P. 417-423.

Dans sa théorie de la pression de dissolution électrolytique, Nernst a été conduit à une formule :

$$E = \frac{RT}{\varepsilon} L \frac{\pi}{P},$$

dont on trouvera la signification dans l'analyse, faite ici, d'une note récente de M. Lehfeldt sur cette question [1].

M. Milner montre que les calculs faits par Nernst et John, pour établir cette formule, manquent de rigueur, dans le cas général. Il applique, à son tour, la seconde loi de la thermodynamique, en imaginant une série d'opérations idéales, accomplies suivant un cycle fermé sur une auge à électrolyse, et arrive ainsi à une formule qui n'est équivalente à celle de Nernst que dans le cas où la formule des gaz :

$$pv = RT,$$

peut être appliquée entre les valeurs Π et P données à la pression p. Dans ce cas, le passage d'un ion d'un métal dans sa solution pourrait être regardé comme dû effectivement à une « pression de dissolution », représentée par la quantité P qui figure dans la formule de Nernst.

Mais on sait que cette quantité P, définie par cette formule, a, dans certains cas [2], des valeurs inacceptables, en tant que représentant une pression vraisemblable (valeur énorme de 10^9 atm., par exemple, dans le cas du zinc); elle sort, par conséquent, des limites d'application de la formule des gaz, et M. Milner propose de la considérer, dans de tels cas, non plus comme la pression de dissolution elle-même, mais, comme une simple constante, définie par l'équation de condition qu'on obtiendra en identifiant sa propre formule et celle de Nernst.

H. BAGARD.

---

(1) Voir ce volume, p. 114.

(2) Voir LEHFELDT, l. c.

G. DONNAN. — The Relative Rates of Effusion of Argon, Helium, and some other Gases (Rapports des vitesses d'effusion de l'argon, de l'hélium, et de quelques autres gaz). — P. 423-446.

Quand un gaz s'écoule par un orifice en mince paroi, les vitesses d'effusion sont à peu près dans le rapport inverse des racines carrées des densités. Toutefois une théorie exacte établit seulement que si on peut négliger les effets de viscosité, si les gaz peuvent être considérés comme des gaz parfaits, enfin si on suppose l'écoulement adiabatique, ce rapport dépend non seulement des densités, mais encore des rapports γ des deux chaleurs spécifiques, afférents à chacun des gaz. La vitesse d'effusion est d'autant plus grande que le rapport γ est lui-même plus grand.

L'argon étant considéré comme monoatomique, devrait, d'après cela, s'écouler plus vite qu'on ne le calculerait, par la comparaison à l'oxygène ou à l'hydrogène, par exemple, en se fondant uniquement sur le rapport des densités. M. Donnan trouve, en effet, une vitesse d'écoulement supérieure de 3,5 0/0 à celle qui résulterait de la densité considérée seule.

Malheureusement les expériences ont fourni pour l'acide carbonique et pour l'hélium des écarts inexplicables par la considération des chaleurs spécifiques. M. Donnan essaie d'interpréter ces écarts en tenant compte de ce que les gaz ne peuvent être considérés comme parfaits. L'écart relatif à l'acide carbonique s'explique, en effet, au moins quant à son signe. Mais, pour l'hélium, il faudrait admettre que l'effet Joule-Thomson est en sens inverse du sens habituel, c'est-à-dire que la température de ce gaz s'élève par la détente opérée sans travail extérieur.

E. B.

W.-A. PRICE. — Petrowitch's Apparatus for integrating Differential Equations of the first Order (Appareil de Petrowitch pour intégrer des équations différentielles du premier ordre). — P. 487-490.

Le *Journal de physique* a déjà fait connaître une solution de ce problème, due à M. Petrowitch [1].

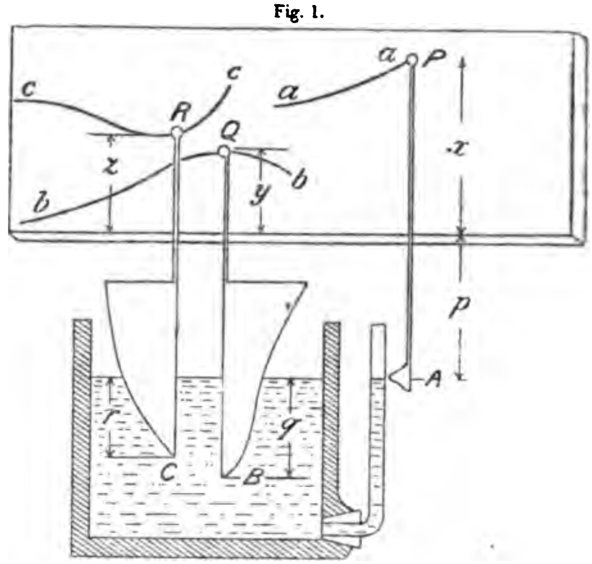
Voici une solution nouvelle et plus générale : Deux plongeurs,

---

[1] Voir *Journ. de phys.*, 3e série, t. VI, p. 477; 1897.

B, C (*fig.* 1) sont susceptibles de se mouvoir verticalement, mais non horizontalement, dans une cuve rectangulaire contenant de l'eau. B porte un index Q, et C un index R. Un crayon est fixé par une tige verticale à un index A que l'on place au niveau de l'eau. Les longueurs AP, BQ, CR, ont reçu des valeurs l égales, ce qui d'ailleurs n'est pas indispensable. Un papier se déroule horizontalement derrière les index B et C, que l'on soulève de manière à leur faire décrire les courbes, *bb* et *cc*. En même temps on maintient A au

Fig. 1.



niveau de l'eau, et le crayon trace ainsi la courbe *aa*. Les ordonnées des trois courbes, mesurées à partir d'un axe horizontal porté par la feuille de papier, sont respectivement x, y, z. La signification des lettres p, q, r est suffisamment indiquée sur la figure. Si l'on désigne par $\varphi(q)$ l'aire de la section de B au niveau du liquide, par $\psi(r)$ celle de C, par M la section constante du vase, nous avons, pour un déplacement infiniment petit des plongeurs :

$$\varphi(q)\,dq + \psi(r)\,dr + M\,dp = 0;$$

et puisque

$$p = l - x$$
$$q = x - y$$
$$r = x - z,$$

$$\varphi(x - y)\,d(x - y) + \psi(x - z)\,d(x - z) = M\,dx.$$

Soient

$$y = f_1(t), \qquad z = f_2(t),$$

les équations des courbes *bb* et *cc* ; nous avons enfin

$$[\varphi(x - f_1(t)) + \psi(x - f_2(t))]dx - [\varphi(x - f_1(t))f'_1(t) + \psi(x - f_2(t))f'_2(t)]dt = \mathrm{M}dx.$$

C'est une équation différentielle du premier ordre, dont la courbe *aa* est une solution particulière. Il suffit de changer la quantité d'eau contenue dans le vase, pour obtenir une série de ces solutions.

E. B.

T. SYDNEY-MOORE. — The Reversibility of Voltaic Cells (Reversibilité des piles). — P. 491-496.

L'expérience consiste à mesurer la différence de potentiel aux pôles de la pile, quand elle est fermée sur une résistance donnée et que le courant dans son intérieur est dirigé soit dans un sens, soit en sens contraire. Connaissant la force électromotrice de la pile en circuit ouvert ainsi que celle des accumulateurs employés pour renverser le courant, on peut, par l'une des expériences, déterminer la résistance interne de la pile et comparer les valeurs calculées et observées de la différence de potentiel dans la seconde expérience.

Voici les éléments étudiés par M. Moore : cuivre et zinc dans leurs sulfates et dans leurs chlorures ; cuivre et cadmium dans leurs sulfates et dans leurs chlorures, enfin l'élément Latimer-Clark.

Ces éléments étaient construits sans vase poreux, avec des dissolutions contenant à peu près 1 molécule de sel pour 100 molécules d'eau.

Tous ces éléments, fermés sur de grandes résistances, ont rempli la condition de reversibilité, à des différences près inférieures aux erreurs d'expérience.

A. WILSON. — On the Variation of the Electric Intensity and Conductivity along the Electric Discharge in Rarefied Gases (Répartition du potentiel et de la conductibilité le long de la décharge lumineuse des tubes à gaz raréfiés). — P. 505-516.

L'auteur donne les courbes qui représentent ces variations pour des tubes à air, azote et hydrogène, à différentes pressions et par suite

pour différents aspects de la colonne lumineuse. Chaque figure porte un schéma indiquant la forme de la colonne lumineuse.

CH. MAURAIN.

E.-C.-C. BALY. — On the Distillation of Liquid Air, and the Composition of the Gaseous and Liquid Phases. Part I : At Constant Pressure (Sur la distillation de l'air liquide, et la composition des phases liquide et gazeuse. 1re partie : à pression constante). — P. 517-529.

L'auteur détermine la température de l'air liquide à l'aide d'un thermomètre à hydrogène de Callendar. Aux diverses phases de la distillation, il enlève des prises du liquide et de la vapeur qui le surmonte, et en fait l'analyse. Il représente les résultats de ses expériences par deux courbes construites en prenant pour abscisses les températures et pour ordonnées les proportions r et r' d'oxygène dans le liquide et dans la vapeur. Ces courbes se coupent aux points d'ébullition de l'oxygène et d'azote purs. Dans l'intervalle, la courbe relative au liquide est entièrement au-dessous de la courbe relative à la vapeur, c'est-à-dire que le mélange gazeux est toujours plus riche en oxygène que le liquide qu'il surmonte.

M. Brown a supposé que le rapport $\frac{r'}{r}$ pouvait être égal au rapport des pressions maximum des deux liquides purs. Les expériences de M. Baly ne vérifient pas cette prévision; mais on a, avec une assez haute approximation :

$$r' = 0,2097\, r^{1,06737}.$$

Il n'y a pas de relation évidente entre les coefficients de cette formule et les pressions maximum.

E. B.

G.-W. WALKER. — On the Distribution of a Gas in an Electrical Field (Distribution d'un gaz dans un champ électrique). — P. 529-538.

M. Walker considère un gaz comme partiellement dissocié, c'est-à-dire comme formé d'atomes libres portant des charges positives ou négatives, et de molécules neutres constituées chacune par 2 atomes chargés en sens inverse.

Il fait usage de la loi de distribution de Maxwell, généralisée par Boltzmann, et, et à la faveur d'hypothèses plausibles, il trouve

notamment que, dans un tube cylindrique parcouru par un courant, la densité du gaz doit être une fonction périodique de l'abscisse. Il part de là pour chercher une explication du phénomène des stratifications.

E. B.

J.-T. BOTTOMLEY. — Thermal Radiation in Absolute Mesure (Radiation thermique en valeur absolue). — P. 543-557.

Deux tubes identiques sont en relation avec une trompe à mercure qui permet d'y maintenir un vide très avancé. Chacun des tubes porte, suivant son axe, un fil métallique fin, tendu par des ressorts en spirale. Les deux fils sont identiques, à cela près que l'un d'eux est brillant, l'autre noirci par une couche très mince de noir de fumée. Un même courant, dont on règle à volonté l'intensité, traverse les deux fils. En deux points de chacun d'eux s'appuient des électrodes parasites, qui permettent la mesure de la différence de potentiel.

Connaissant l'intensité du courant et la différence de potentiel, on peut calculer la résistance de la portion de fil considérée, et par conséquent, sa température. On peut aussi, d'après la loi de Joule, calculer la quantité absolue d'énergie rayonnée par la même portion de fil.

Tout le système étant primitivement à la température ambiante ; quand on fera passer un courant d'intensité déterminée, les deux fils atteindront des températures stationnaires différentes. Le fil noirci se maintiendra à une température plus basse que le fil brillant. L'expérience déterminera donc deux températures et deux quantités d'énergie rayonnées. En augmentant l'intensité du courant, on obtiendra les quantités d'énergie rayonnées pour un couple de températures plus hautes, et ainsi de suite.

L'ensemble des mesures relatives à un même fil permettra de déterminer d'après quelle loi varie l'énergie totale rayonnée en fonction de la température. Mais les énergies rayonnées simultanément par les deux fils ne sont pas directement comparables, puisqu'elles se rapportent à des températures différentes. Pour chaque fil on construira une courbe et on relèvera sur ces courbes les quantités d'énergie rayonnées à des températures égales.

L'auteur trouve que, pour chaque couple de fils étudiés, le rapport

des quantités d'énergie ainsi calculés est indépendant de la température, et varie d'ailleurs assez peu avec le diamètre des fils.

Ainsi, pour deux fils de $0^{mm},542$, ce rapport a pour valeurs extrêmes 4,8 et 5,3, et les écarts par rapport à la valeur moyenne 5,05 n'offrent rien de systématique. Les températures auxquelles se rapportent les comparaisons sont comprises entre 200° et 650°.

De même pour deux fils de $0^{mm},25$, le rapport moyen est 4,76 et pour deux fils de $0^{mm},15$, il est 4,1.

D'après l'auteur lui-même, ces expériences très intéressantes ne sont pas à l'abri de toute critique, car les parois des tubes se trouvent portées à des températures assez élevées au-dessus de la température ambiante, et variables d'un tube à l'autre et d'une expérience à une autre. Les conditions dans lesquelles on mesure les radiations totales ne sont donc ni parfaitement simples, ni parfaitement comparables.

E. B.

M. SOLOMON. — On the Damping of Galvanometer Needles (Sur l'amortissement des aiguilles des galvanomètres). — P. 559-570.

Quand on réduit la période d'oscillation de l'aiguille d'un galvanomètre en augmentant l'intensité du champ, le décrément logarithmique décroît. La théorie ordinaire, dans laquelle on suppose que le moment d'inertie et le moment magnétique de l'aiguille demeurent invariables, prévoit que le rapport $\frac{t}{\lambda}$ de la durée t de l'oscillation au décrément logarithmique λ doit demeurer invariable, tandis qu'on constate souvent que ce rapport croît avec l'intensité du champ. Il faut donc admettre que l'une au moins des quantités que l'on a supposées constantes est variable.

Parmi les causes qui peuvent faire varier le moment d'inertie, l'auteur signale une déviation possible de l'axe de suspension, quand on déplace les aimants producteurs du champ.

Le moment magnétique de l'aimant oscillant peut varier par la réaction du champ, et cette dernière cause doit, *a priori*, être plus efficace. En effet, les courants induits par le mouvement de l'aiguille sont proportionnels à son moment magnétique et à sa vitesse. L'amortissement causé par ces courants sera lui-même proportionnel au carré du moment magnétique.

Si, avec un même galvanomètre, on fait osciller l'aiguille à circuit ouvert, puis à circuit fermé, l'amortissement par les courants induits ne se fera sentir que dans le second cas. M. Solomon a fait usage d'un galvanomètre dans lequel l'amortissement à circuit ouvert était faible, et il a constaté que le rapport $\frac{t}{\lambda}$ se maintenait rigoureusement constant ; à circuit fermé, il a observé un accroissement de ce rapport d'un peu plus de 7 0/0, quand il a fait varier la durée de l'oscillation de 2,66 à 16,3 secondes.

Il conclut que la variation du rapport $\frac{t}{\lambda}$ est due, en général, à l'altération du moment magnétique produite par la variation du champ.

E. B.

THE PHYSICAL REVIEW;

Tome X, n°s 4 et 5 ; — Tome XI, n°s 1, 2, 3.

L. BEVIER. — The Acoustic Analysis of the Vowels from the Phonographic Record (Analyse des voyelles par un phonographe). — P. 194-201.

Le bras le plus court d'un levier appuie contre l'empreinte tracée sur le cylindre de cire, et porte un miroir qui renvoie un rayon lumineux sur un enregistreur photographique. Les empreintes en creux du phonographe se trouvent reproduites avec une amplification de 1.000 à 5.000. Les courbes obtenues servent à obtenir les sons simples constituants par l'emploi de la série de Fourier. On a fait, par cette méthode, l'étude spéciale de la voyelle A chantée par différentes voix sur différentes notes; les résultats obtenus, assez complexes, sont impossibles à résumer.

CALLENDAR et BARNES. — Note on the Variation of the Specific Heat of Water between 0 and 100° C. (Variations de la chaleur spécifique de l'eau entre 0 et 100°). — P. 202-214.

Un courant d'eau, circulant dans un tube fin, est chauffé par un courant électrique qui traverse un fil placé axialement. On mesure,

pendant le temps t, la dépense d'énergie électrique EIt, l'échauffement $d\theta$ de la masse d'eau M qui a passé dans le tube, la chaleur H perdue par rayonnement (H est rendu minimum par une enceinte vide d'air), et on écrit :

$$JMd\theta + H = EIt.$$

J représente le nombre de joules contenus dans une calorie à la température θ ; on le détermine par cette équation, et on en tire la valeur de la chaleur spécifique à cette température.

Les auteurs trouvent le minimum de chaleur spécifique de l'eau à 40°, et non à 30°, comme l'avait indiqué Rowland.

Les résultats obtenus entre 0° et 60° permettent de représenter la chaleur spécifique vraie à la température θ par la formule :

$$C = 0{,}9982 + 0{,}0000045\,(\theta - 40)^2.$$

De 60° à 220° on a, en utilisant les résultats de Regnault et les expériences des auteurs :

$$C = 0{,}9944 + 0{,}00004\theta + 0{,}0000009\theta^2.$$

LIEBKNECHT et WILLS. — The Magnetic Molecular Susceptibility of Salts of the Iron Group (Susceptibilité magnétique moléculaire des sels, de fer et des métaux analogues). — P. 215-227.

La susceptibilité moléculaire est définie par $i = \frac{mS}{H}$, m étant le poids moléculaire du sel, S l'aimantation spécifique, c'est-à-dire le moment par unité de masse, H l'intensité du champ. Les résultats sont obtenus par la méthode de du Bois (dissolution dans un dissolvant diamagnétique jusqu'à ce que le mélange soit inactif) ; ils indiquent que la susceptibilité moléculaire est, pour les différents sels d'un même métal, approximativement constante.

Sels de chrome :

	$Cr^2(SO^4)^3$	$CrK(SO^4)^2$	$CrNH^4(SO^4)^2$	$Cr(NO^3)^3$
i :	0,00599	0,00629	0,00605	0,00629

Sels de manganèse :

	MnF^2	$MnCl^2$	$MnBr^2$	MnI^2	$MnSO^4$	$Mn(NH^4)^2(SO^4)^2$	$Mn(NO^3)^2$
i :	0,01504	0,01540	0,01524	0,01515	0,01514	0,01509	0,01536

Sels de fer :

	FeI^2	$FeSO^4$	$Fe(NH^4)^2(SO^4)^2$	$FeCl^3$
i :	0,01282	0,01272	0,01268	0,01356

Sels de fer :

	$FeBr^3$	$Fe^2(SO^4)^3$	$Fe(NH^4)(SO^4)^2$	$Fe(NO^3)^3$
i :	0,01482	0,01515	0,01510	0,01352

Sels de cobalt :

	CoF^2	$CoCl^2$	$CoBr^2$	CoI^2	$CoSO^4$	$Co(NO^3)^2$
i :	0,01037	0,01054	0,01036	0,01034	0,01019	0,01052

Sels de nickel :

	NiF^2	$NiCl^2$	$NiBr^2$	NiI^2	$NiSO^4$	$Ni(NO^3)^2$
i :	0,00446	0,00447	0,00442	0,00436	0,00435	0,00443

Sels de cuivre :

	$CuCl^2$	$CuBr^2$	$CuSO^4$	$Cu(NO^3)^2$
i :	0,00165	0,00157	0,00164	0,00163

BOYNTON. — Gibbs' Thermodynamical Model (Sur la surface thermodynamique de Gibbs). — P. 228-233.

Il s'agit de la surface dont les coordonnées sont l'entropie, le volume et l'énergie ; un modèle existe à Clarke University, de Worcester ; son étude, faite par l'auteur, soulève des difficultés qu'il signale, mais sans en avoir trouvé la solution.

E.-L. NICHOLS. — On the Temperature of the Acetylene Flame (Température de la flamme d'acétylène). — P. 234-252.

Le Chatelier indique, pour la flamme de l'acétylène brûlant dans l'air, des nombres compris entre 2.100° et 2.420°, tandis que Lewes donne pour la zone obscure 459°, pour le bord de la zone lumineuse 1.411° et pour le sommet de cette zone 1.517°. Pour décider entre ces résultats, l'auteur constate d'abord que des fils de platine, pourvu qu'ils soient assez fins, sont nettement fondus dans la flamme. Puis, il étudie soigneusement les différentes parties de celle-ci à l'aide de quatre couples Le Chatelier de diamètres variables, depuis $0^{cm},01996$ jusqu'à $0^{cm},00821$; il constate que les couples les plus fins donnent, pour une même région, la température la plus élevée ; les deux derniers fonctionnent jusqu'à la fusion du platine, tandis que le plus

gros ne monte pas au-dessus de 1.467°, et le suivant de 1.715°; ces résultats expliquent la cause de l'erreur commise par Lewes; une autre provient du dépôt de noir de fumée qui se forme sur le fil.

L'auteur cherche à conclure, par extrapolation, de ses expériences la température probable de la flamme d'acétylène; il trouve ainsi 1.900°.

Les expériences, conduites d'une façon analogue pour d'autres sources, donnent 1.680° et 1.780° pour les températures probables des flammes d'une bougie et du gaz d'éclairage (bec papillon).

L'échelle de température employée est celle qui place la fusion de l'or à 1.070° et celle de platine à 1.775°.

C. BARUS. — The Transmission of the Ionized Exhalations of Phosphorus through Air and other Media (Transport des vapeurs ionisées du phosphore). — P. 257-267.

Soit, en présence d'un conducteur électrisé, de l'air chargé de particules de phosphore ayant, normalement au conducteur, une vitesse K; soient n le nombre d'ions par centimètre cube et ε un nombre proportionnel à la charge transportée par chacun. La charge Q du conducteur variera avec le temps suivant la loi :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -Qnk\varepsilon,$$

son potentiel variera donc suivant la loi :

$$V = V_0 e^{-kn\varepsilon t}.$$

On pourra donc, en étudiant les variations de V, déterminer la quantité :

$$C = kn\varepsilon \log e.$$

Une des lames d'un condensateur est reliée au sol, l'autre a été chargée par une batterie d'accumulateurs, et est reliée à l'aiguille d'un électromètre. L'air entre les deux plateaux, distants de 4 centimètres, peut être chargé de vapeurs de phosphore; on trouve alors $c = 0{,}0260$, tandis que sa valeur est seulement $c = 0{,}0007$ en l'absence de ces vapeurs.

Diverses expériences tendent à prouver que cet effet est dû à la présence de particules et non à une radiation invisible. D'autres corps volatils ont donné lieu à des effets analogues.

BARNES. — An Hermetically sealed Type of Clark Standard Cell (Etalon Latimer Clark fermé). — P. 268-276.

Description du procédé à suivre pour construire un étalon scellé hermétiquement, et comparaison de quelques éléments établis d'après cette méthode.

E.-H. HALL. — Concerning Thermal Conductivity in Iron (Sur la conductibilité thermique du fer). — P. 277-310.

Examen critique des déterminations faites par de nombreux physiciens et, antérieurement au présent travail, par l'auteur lui-même. On en fait ressortir le désaccord : 0,207 (Forbes) ; — 0,1509 (Mitchell) ; — 0,175 (Stewart) ; — 0,1655 (Angström) ; — 0,1637 (Neumann) ; — 0,1665 (Lorenz) ; — 0,130 (Beglinger), à 0° ; — 0,1587 (Berget), à 15° ; — 0,1528 (Hall), à 28°.

L'auteur constate qu'en moyenne les fers les plus denses ont donné la valeur la plus forte de la conductibilité. Enfin il est tout particulièrement élogieux pour la méthode employée par M. Berget, tout en regrettant que cet auteur n'ait pas défini la qualité du fer employé.

W.-J. HUMPHREYS. — Spark-length of an Electric Influence Machine as modified by a Small Spark from the Negative Side (Modification de la longueur d'étincelle d'une machine à influence, par une étincelle dérivée du pôle négatif). — P. 311-316.

Les machines de Holtz, Tœpler et Wimshurst donnent naissance au phénomène suivant : Qu'on écarte les pôles jusqu'à ce que les étincelles cessent de jaillir ; si alors on tire, avec la main ou autrement, une petite étincelle d'une pièce métallique quelconque reliée au pôle négatif, aussitôt une étincelle jaillira entre les deux pôles séparés. Cette propriété ne se produit que pour les étincelles dérivées du pôle négatif et permet d'augmenter de 75 0/0 la distance explosive maximum de la machine. L'effet est plus marqué quand les condensateurs reliés aux deux pôles ne sont ni trop grands ni trop petits.

Les essais d'explication de cette propriété, contenus dans la suite du mémoire, manquent de précision.

H.-S. CARHART. — Thermodynamics of the Voltaïc Cell (Théorie thermodynamique de la pile). — P. 1-13.

L'auteur reprend la théorie classique de Helmholtz, mais en séparant les effets produits aux deux pôles. Pour les piles dont la force électromotrice est indépendante de la température, comme l'élément Daniell, le passage du courant produit, à l'un des pôles, un dégagement de chaleur égal à la perte qui se manifeste à l'autre. Ces deux effets thermiques sont dus aux effets Peltier au contact des deux électrodes, si on néglige l'effet de contact des deux solutions qui environnent chaque pôle.

Ces conséquences ont été vérifiées expérimentalement sur un élément Daniell de construction appropriée. Le passage de 72 coulombs produit entre les deux pôles une différence de température mesurée de 0°,165, alors que le calcul donne 0°,160.

L.-J. BRIGGS. — A New Form of Condenser having a Capacity Capable, of Continuous Adjustment (Condensateur de capacité variable d'une manière continue). — P. 14-21.

Les lames d'étain des condensateurs ordinaires sont remplacées par des lames de clinquant, de forme convexe, séparées par du mica. Un compresseur à vis permet de les rapprocher plus ou moins, ce qui fait varier la capacité dans le rapport de 1 à 4. Il paraît douteux qu'un semblable dispositif reprenne exactement la même capacité, quand la vis de compression revient au même point de sa course.

K. GUTHE et A. TROWBRIDGE. — On the Theory of the Coherer (Sur la théorie du cohéreur). — P. 22-39.

Trois théories sont en présence : Branly suppose une modification du milieu compris entre les particules conductrices; Lodge imagine à la surface de celles-ci des couches minces isolantes, brisées par le passage du courant, tandis que, d'après Auerbach, l'ébranlement mécanique produit par le passage de l'onde électro-magnétique suffit à établir des contacts plus intimes.

Les auteurs se rallient à la seconde manière de voir; cependant leurs expériences, bien que très soignées, ne paraissent pas, de

leur propre avis, décisives. Ils ont opéré sur des cohéreurs, formés seulement par deux sphères dont le contact peut être réglé avec une extrême précision ; on y fait passer des courants d'intensités croissantes i, et on mesure la différence de potentiel p aux extrémités du cohéreur ; on constate que, pour un réglage donné, on a :

$$p = p_0(1 - e^{-ki}),$$

ce qui prouve que la résistance du cohéreur diminue à mesure que i augmente. Les auteurs attribuent ce résultat à ce que le courant détruit, de la couche isolante formée sur les sphères, une plage d'étendue croissante avec son intensité.

A.-C. LONGDEN. — **Electrical Resistance of Thin Films deposited by Kathode Discharge** (Résistance électrique de lames métalliques minces déposées électriquement). — P. 40-55 et 84-94.

L'auteur décrit d'abord en détail la méthode employée par le professeur Wright, pour déposer sur des lames de verre des couches de platine, d'or, d'argent, etc., à l'aide de décharges effectuées dans le vide ; ces couches sont aussi minces qu'on le veut et d'un éclat métallique parfait. Les plus épaisses employées, les seules pour lesquelles on ait pu faire des mesures avec l'interféromètre de Michelson, avaient environ $0^{mm},0001$ d'épaisseur ; mais d'autres étaient sans doute des centaines de fois plus minces.

Avec ces dépôts métalliques, on a pu faire des résistances comprises entre plusieurs milliers d'ohms et plusieurs mégohms. Celles fabriquées avec le platine sont les meilleures ; toutefois elles présentent, dans les premiers mois de leur fabrication, des variations irrégulières de résistance.

On peut abréger cette période variable par chauffage, à l'air ou dans l'huile.

Les couches très minces ont un coefficient de température *négatif*, les couches épaisses un coefficient positif, et les dépôts d'épaisseur moyenne ont une résistance indépendante de la température. L'auteur affirme que l'on peut, par ce procédé, obtenir de grandes résistances présentant toutes les qualités de précision et de conservation qu'on est en droit d'exiger d'un étalon.

F.-J. ROGERS. — A Method of studying Electrostatic Lines of Force (Étude d'un champ électrostatique). — P. 56-58.

L'étude d'un champ électrique peut se faire aisément avec de petites aiguilles d'aluminium, portant à leurs extrémités deux boules de moelle de sureau.

D.-P. TODD. — Note on the Preparation of Reticles (Sur la fabrication des réseaux). — P. 59.

C'est la description du procédé, indiqué en France par M. Izarn, pour la fabrication des réseaux par la photographie, avec application aux réseaux circulaires.

A.-W. DUFF. — The Attenuation of Sound (Diminution d'intensité du son avec la distance). — P. 65-74.

Dans un mémoire analysé précédemment dans ce recueil, l'auteur a étudié l'influence de la viscosité de l'air, de la conduction et de la radiation de la chaleur dans l'atténuation du son transmis. Il a trouvé, par des calculs théoriques, que, pour de faibles distances r, l'intensité doit être proportionnelle à :

$$\frac{1}{r^2}\left(1 + \frac{a^2}{p^2 r^2}\right), \tag{1}$$

et, pour de grandes distances, à :

$$\frac{e^{-2mr}}{r^2}, \tag{2}$$

m étant un coefficient qui est la somme de trois termes dépendant de la viscosité, de la conduction et de la radiation. Cette dernière loi a été soumise à de nouvelles vérifications expérimentales, faites à peu près comme les précédentes. Voici quelques résultats :

Distance à la source en mètres....	120	150	180	210	240	270
Intensité sonore observée........	16,4	8,5	6,3	3,7	1,8	1,2
Intensité calculée d'après (2)......	17,9	9,1	5,4	3,2	2,0	1,3

D'après cela, le coefficient m aurait pour valeur dans l'air

$m = 0{,}000033$, dont la majeure partie 0,000031 est due à la radiation. D'après lord Rayleigh, dont l'auteur semble partager l'opinion, ce nombre paraîtrait exagéré pour la part de la radiation calorifique, et il y aurait lieu de supposer qu'il dépend de quelque autre phénomène non encore analysé; peut-être tiendrait-il à ce que l'énergie cinétique met un temps fini à se transformer en énergie potentielle.

W.-S. FRANKLIN. — Some Lectures-room Methods in the Elementary Theory of Elasticity (Expériences sur la théorie élémentaire de l'élasticité). — P. 75-78.

Description des expériences très ingénieuses par lesquelles l'auteur montre les déformations élastiques; toutes ces expériences peuvent être réalisées en projection.

W.-J. HUMPHREYS. — Sparke-length as modified by Solid Dielectrics (Modification de la longueur des étincelles par les isolants solides). — P. 79-83.

L'auteur a remarqué qu'on peut doubler et au delà la distance explosive maxima d'une machine Wimshurst en approchant un isolant quelconque, verre, soufre, fil de soie, etc. de son pôle positif, du côté qui regarde l'autre pôle. Les constructeurs américains fabriquent d'ailleurs une machine à influence dans laquelle la boule métallique d'un des pôles est remplacée par une plaque métallique portant en son centre un disque d'ébonite.

J.-S. STEVENS. — Effect of Magnetization upon the Modulus of Elasticity (Effet de l'aimantation sur le module d'élasticité). — P. 95-100.

Un fil de fer, maintenu à température constante, est étiré par un poids et peut être aimanté par un solénoïde; l'étude de ses variations de longueur se fait avec un système amplificateur. Les expériences indiquent que :

1° Le module d'élasticité croît quand le corps est aimanté;

2° L'accroissement est sensiblement proportionnel à la force magnétisante;

3° Pour un fil donné, la variation du module dépend du poids tenseur;

4° Pour différents fils, et un même poids tenseur, l'accroissement de module est plus grand pour le fil le plus fin.

En opérant, au contraire, par compression d'une barre, on n'a pas pu constater de changement sensible du module par aimantation.

C.-J. ROLLEFSON. — Spectra of Mixtures (Spectres des mélanges). — P. 101-140.

Les sels métalliques placés dans l'arc électrique sont analysés par un réseau, et le spectre résultant est photographié. On remarque que l'activité de certains sels est surexcitée par d'autres sels. Ainsi la présence du lithium avec le strontium rend visibles, dans le spectre de ce dernier corps, toute une série de raies et de bandes dont trois avaient déjà été signalées par Kayser et Runge, tandis que six raies et une bande n'avaient pas encore été signalées.

W.-C. BAKER. — Description of a New Atwood's Machine and Stopclock (Nouveaux types de machines d'Atwood et d'horloge). — P. 105-109.

Quelques perfectionnements sont apportés à la construction de la machine d'Atwood.

C.-E. LINEBARGER. — A New Form of the Spiral Spring Balance (Nouvelle forme de dynamomètre à ressort). — P. 110-111.

C'est une modification de la balance de Jolly, très employée dans les laboratoires étrangers.

L.-W. AUSTIN. — A Modification of Mance's Method for Determining Battery Resistance (Modification de la méthode de Mance). — P. 117.

Cette modification consiste à remplacer le galvanomètre par un téléphone.

C.-T. KNIPP. — The Surface Tension of Water above 100° (Tension superficielle de l'eau au-dessus de 100°). — P. 129-134.

Le principe de la méthode employée consiste à évaluer la force nécessaire pour soulever un cylindre platiné, partiellement plongé dans l'eau; la force qui le soulève est l'attraction d'une bobine traversée par un courant.

La bobine et son noyau étaient fixés sur la face interne d'un

bouchon vissé sur un vase d'acier contenant de l'eau. Des circuits électriques isolés traversaient la masse métallique pour permettre diverses observations.

Le piézomètre d'acier était en relation avec un manomètre et avec une pompe qui permettait d'y faire varier la quantité de liquide. Les températures étaient données par un couple cuivre-platine aboutissant dans un trou percé dans la paroi du vase; l'élévation de température était produite, dans de bonnes conditions de régularité, par un courant électrique traversant des résistances.

On peut tout d'abord déterminer la tension maximum de l'eau à différentes températures et les constantes critiques.

Température critique = 359°. Pression critique = 205 atmosphères.

Les mesures de tension superficielles, déduites de l'intensité du courant nécessaire pour soulever le cylindre, présentent plusieurs difficultés, dont la principale tient à la condensation de la vapeur à l'intérieur du piézomètre; on peut s'en débarrasser en surchauffant; d'ailleurs elle disparaît d'elle-même au-dessus de 240°.

Les déterminations ont été prolongées entre 0 et 100° en remplaçant le système de chauffage par un bain-marie.

Le tableau suivant résume les principaux résultats obtenus; ils donnent, en N, les nombres proportionnels à la tension superficielle. On aurait les valeurs mêmes de cette tension en multipliant chacun d'eux par $\frac{74,22}{51,7}$.

Température.	N	Température.	N
0	44,2	240	14,5
20	41,7	260	12,1
40	39,1	280	9,7
60	36,6	300	7,2
80	34,1	320	5,5
100	31,6	340	4,1
120	29,1	345	3,9
140	26,7	350	3,4
160	24,1	352,5	3
180	21,9	355	2,1
200	19,3	357,5	1
220	17		

Ainsi, la tension superficielle s'annule à la température critique.

O.-M. STEWART. — Becquerel Rays, a Resumé (Les rayons Becquerel). — P. 155-175.

C'est un très intéressant résumé de la question des rayons Becquerel ; les travaux de la science française y tiennent la plus grande place ; aussi est-il inutile d'en faire ici l'analyse.

W.-S. FRANKLIN. — The Problem of the Stresses and Strains in a Long Elastic Hollow Cylinder subjected to Internal and External Pressure, and to Tension (Tensions et pressions dans un long cylindre creux élastique, étiré et soumis à des pressions internes et externes). — P. 176-180.

C'est l'étude d'un problème dont une solution peu développée a été donnée dans les « Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides », de Lamé.

C.-A. SHARP. — A Universal Lamp Support for the Photometry of the Glow-Lamps (Support pour l'étude photométrique des lampes à incandescence). — P. 181-187.

Il s'agit de déterminer l'intensité moyenne sphérique ; dans l'appareil indiqué, la lampe est animée d'un mouvement de rotation autour de son axe (méthode de Crova), en même temps que des miroirs d'inclinaisons variables permettent de renvoyer sur l'écran photométrique la lumière émise sous une obliquité variable.

L. HOULLEVIGUE.

R. SISSINGH. — Propriétés générales des images formées par des rayons centraux traversant une série de surfaces sphériques centrées (*Verh. Kon. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam*, 1re série, vol. VII, n° 5, août 1900).

Dans ce long mémoire d'optique géométrique, les propriétés connues d'un système de surfaces sphériques centrées, soit relatives à la position et à la grandeur des images, soit au grossissement, à l'intensité lumineuse des images et à la profondeur du champ, sont obtenues et discutées très simplement, à l'aide des seules grandeurs introduites par Lagrange, dans le cas spécial d'un système de lentilles infiniment minces. Un rayon quelconque est déterminé dans ce système de notations par sa *divergence* D, qui est l'angle qu'il fait avec

l'axe optique du système, et par son *amplitude* A, qui est la distance à l'axe du point où le rayon rencontre une des surfaces réfringentes. Sous la forme que leur avait déjà donnée M. Bosscha, les relations fondamentales

$$D_r = cD_1 \times pA_1$$
$$A_r = rD_1 \times sA_1$$

expriment la divergence D_r et l'amplitude A_r finales du rayon émergent, en fonction linéaire et homogène de la divergence D_1 et de l'amplitude A_1 du rayon incident.

Les quatre constantes c, p, r, s, dont la signification physique est particulièrement simple, définissent un système optique quelconque et satisfont à la relation :

$$cs - pr = n_{r,1},$$

n_{r1} étant l'indice relatif du dernier milieu par rapport au premier. La méthode de M. Cornu permet de les déterminer directement. Toutes les distances sur l'axe, comme dans la théorie de Biot, sont comptées par rapport à la première et à la dernière surface réfringentes, dont l'emploi est effectivement plus pratique, au point de vue expérimental, que celui des plans principaux de Gauss et des points nodaux de Listing. Les seuls points remarquables introduits par M. Sissingh sont les foyers principaux et les points oculaires, conjugués des sommets des surfaces réfringentes terminales. Tous les résultats de M. Abbe, relatifs aux microscopes et aux objectifs photographiques, prennent une forme très simple. La théorie est appliquée au système optique de l'œil : en particulier la constante s est négative, nulle ou positive, suivant que l'œil est myope, emmétrope ou hypermétrope.

Enfin le dernier chapitre contient la discussion des conditions d'achromatisme des systèmes centrés.

H. Bénard.

G. PACHER et L. FINAZZI. — Sull'attrito interno dei liquidi isolanti in un campo elettrico costante (Sur le frottement interne des liquides dans un champ électrique constant). — *Atti del R. Ist. Veneto di Sc., Lett. ed. Arti*, t. LIX, partie II, 1899-1900.

W. Duff, en 1896, en mesurant la durée de chute de gouttes de mercure dans un liquide isolant et Quincke en 1897, en mesurant le décrément logarithmique des oscillations d'un pendule plongé dans

le diélectrique liquide, avaient trouvé que le coefficient de viscosité varie quand ce diélectrique est placé entre les deux armateurs d'un condensateur chargé. Les auteurs ont repris ces expériences par une méthode chronométrique : ils mesurent la durée d'écoulement d'un certain volume du liquide à travers l'espace capillaire compris entre les deux armatures d'un condensateur cylindrique, que l'on peut charger sous une différence de potentiel constante de 6 000 volts. Malgré la précision des mesures, aucun effet appréciable du champ électrique n'a pu être constaté. En 1886, par une méthode analogue, W. König avait déjà trouvé un résultat négatif. Ceux de Quincke seraient dus à l'hystérésis électrique et aussi peut-être aux mouvements tourbillonnaires très notables, qui prennent naissance dans le diélectrique liquide, quand le condensateur est chargé.

H. BÉNARD.

ERRATUM.

P. 457 et 461, au lieu de GRÆTZ (L.), lire GRAETZ (L.).

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES VII, VIII ET IX

DE LA 3e SÉRIE (1).

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume ; le second désigne la page.

(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III ; la Table des Tomes IV, V et VI est à la fin du Tome VI ; la Table des Tomes VII, VIII et IX est à la fin du Tome IX.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES VII, VIII ET IX DE LA 3e SÉRIE (¹).

Généralités. Mécanique et Pesanteur.

(¹) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III ; celle des Tomes IV, V et VI, à la fin du Tome VI.

Actions moléculaires. Phénomènes physico-chimiques.

Acoustique.

Chaleur.

Optique.

Photométrie. — *Haycraft*. Eclat et photométrie, VII, 621. — *Devé*. Photomètre à oscillations, IX, 617. — *Brace*. Spectro-photomètre, IX, 112. — *Hesehus*. Photomètre pour lumière du jour, VII, 672. — *Violle*. Etalon à l'acétylène, VII, 183. — *Hartmann*. Etude photométrique des mélanges d'acétylène et d'hydrogène, IX, 355. — *Wright*. Photométrie de la lumière diffusée, IX, 414. — *Wanner*. Photométrie de la radiation des corps noirs, IX, 347. — *Matthews*. Intensité horizontale moyenne (des lampes à incandescence), VII, 443. — *Jenko*. Eclat de quelques sources de lumière, VIII, 181. — *Blondel* et *Rey*. Projecteurs de lumière, VIII, 673. — *Henry*. Actino-photomètre, IX, 608. — *Sharp*. Support pour photométrie, IX, 694.

Optique physiologique. — *Rosenberg*. Expérience sur la vision, VII, 672. — *Baudry*. Provocation de la diplopie monoculaire, VIII, 104. — *Straubel*. Astigmomètre, VII, 537. — *Haycraft*. Eclat et photométrie, VI , 621. — *Guilloz*. Photographie de la rétine, VII, 186. — *Charpentier*. Oscillations rétiniennes, réaction négative, stroboscopie rétinienne, irradiation ondulatoire de l'impression lumineuse, VII, 227. — *Henry (Ch.)*. Production de couleurs, VII, 228 ; sensibilité lumineuse aux noirs et aux gris, VII, 228. — *Broca*. Variation de l'acuité visuelle avec l'azimuth, IX, 603.

Optique physique, Interférences, Diffraction. — *Rayleigh*. Propagation d'ondes, VII, 43. — *Kelvin*. Réflexion et réfraction d'ondes planes isolées, VIII, 344. — *Carvallo*. Nature de la lumière blanche, IX, 138. — *Godfrey*. Propagation d'un mouvement vibratoire le long d'un ressort, VII, 484. — *Walker*. Largeur admissible de la fente dans les expériences d'interférence, VIII, 188 ; Orientation de la fente, VIII, 229. — *Hamy*. Lampe à cadmium pour interférences à grandes différences de marche, VII, 727. — *Benoît*. Déterminations métrologiques, VII, 57. — *Michelson*. Spectroscope à échelons, VIII, 305. — *Fabry* et *Pérot*. Mesures des petites épaisseurs, VII, 230 ; Lames-étalons, VII, 231 ; Electromètre absolu, VII, 317. — Voltmètre électrostatique, VII, 630 ; Spectroscopie interférentielle, VIII, 667. — *Macé de Lépinay, Perot* et *Fabry*. Mesures en longueur d'onde des dimensions d'un cube de quartz, IX, 641. — *Barus*. Inductomètre interférentiel, VII, 630. — *Berthelot (D.)*. Mesures des températures, VIII, 673. — *Neuhauss*. Preuve de l'existence des lamelles de Zenker dans la photographie des couleurs, VII, 344. — *Wiener*. Franges dans le développement d'une plaque daguerrienne, VIII, 516. — *Scholl. Id., id. Porter*. Méthode pour voir les anneaux de Newton, VIII, 113. — *Corbino*. Battements lumineux, VIII, 436. — *Fabry*. Franges des lames mixtes, VIII, 595. — *Johonnot*. Epaisseur de la tache noire dans les pellicules liquides, VIII, 505. — *Sagnac*. Diffraction à l'infini, VII, 28. — *Wood*. Télescopes à diffraction, VII, 690. — *Nagaoka*. Diffraction pour une source d'étendue finie, VII, 234. — *Todd*. Fabrication de réseaux, IX, 690. — *Filon* Franges de diffraction appliquées aux observations micrométriques, VIII, 504. — *Weiss*. Emploi des franges de diffraction à la lecture d'un galvanomètre, IX, 607. — *Wood*. Réseau de diffraction et photographie des couleurs, VIII, 697. — *Rayleigh*. Bleu du ciel, VIII, 698. — *Bock*. Jet bleu de vapeur, VIII, 630. — *Spring*. Rôle des composés ferriques et de matières humiques dans la coloration des eaux, VIII, 445. — *Stark*. Noir de fumée, VII, 54 ; Anneaux de Newton dans un milieu trouble, VII, 55. — *Compan*. Transmission de la lumière par un milieu trouble, IX, 611. — *Macé de Lépinay*. Franges des caustiques : arc-en-ciel, VII, 269. — *Berthelot*. Arc-en-ciel exceptionnel, VII, 230. — *Marucci*. Arc-en-ciel, VII, 252, 566. — *Gouy*. Réflexion sur une surface longue et étroite, VII, 731. — *Rubens* et *Nichols*. Rayons de grande longueur d'onde, VIII, 215.

Électricité.

GAZ CONSIDÉRÉS COMME ÉLECTROLYTES. — *Bouty*. Les gaz raréfiés sont-ils des électrolytes, IX, 10. — *Heydweiller*. Conductibilité électrique de l'air atmosphérique, IX, 155. — *Battelli* et *Stefanini*. Conductibilité électrolytique des gaz IX, 363. — *Morris Airey*. Expérience relative à la conductibilité électrique des gaz, IX, 451, 511. — *Thompson*. *Id.*, IX, 511. — *Stark*. Variation de la conductibilité des gaz par des courants continus, IX, 545. — *Townsend*. Propriétés électriques de gaz récemment préparés, VII, 376. — *Kösters*. Charge des gaz récemment obtenus par électrolyse, IX, 30. — *Mc Clelland*. Conductibilité des gaz chauds, VII, 767. — *Khessin*. *Id.*, IX, 58. — *Smithels*, *Dawson*, *Wilson*. Conductibilité des flammes, IX, 293. — *Marx*. Chûte de potentiel et dissociation dans les flammes, IX, 671 ; Phénomène de Hall dans les flammes, IX, 672. — *Wilson*. Flammes contenant des sels, IX, 298. — *Rutherford*. Vitesse des ions dans les gaz soumis aux rayons X, VII, 104. — *Chattock*. Vitesse et masse des ions dans le souffle électrique de l'air, IX, 110. — *Thomson*. Masse des ions dans les gaz à basse pression, IX, 120. — *Walker*. Distribution d'un gaz dans un champ électrique, IX, 680. — *Barus*. Transport des vapeurs ionisées du phosphore, IX, 686. — Voir RAYONS CATHODIQUES et DÉCHARGES ÉLECTRIQUES.

POTENTIELS DE CONTACT, PILES, POLARISATION, PILES SECONDAIRES. — *Christiensen*. Electricité de contact, VII, 172 ; IX, 160. — *Lord Kelvin*. *Id.*, VII, 771. — *Heydweiller*. *Id.*, VIII, 124. — *Spiers*. *Id.*, IX, 214. — *Rothé*. Mercure et chlorures, IX, 543. — *Couette*. Théorie osmotique des piles, IX, 200, 269 ; Expériences favorables à la théorie de Nernst, IX, 652. — *Carhart*. Théorie thermodynamique, IX, 688. — *Brown*. Expérience relative à la théorie, IX, 295. — *Mauri*. Pile-étalon, VII, 423 ; Piles à sels de mercure et de cuivre. Force électromotrice de concentration, VII, 423. — *Kohnstamm* et *Cohen*. Elément normal de Weston, VII, 556. — *Klemencic*. *Id.*, IX, 674. — *Cohen*. *Id.*, IX, 674. — *Taylor*. Etalon à cadmium et étalon Clark, VIII, 336. — *Henderson*. Etalon au cadmium, VIII, 622. — *Haagn*. Résistance intérieure, VII, 97. — *Klemencic*. *Id.*, VII, 790. — *Jaeger*. Eléments Clark, VII, 300 ; Propriétés électromotrices d'amalgames de cadmium, VII, 541. — *Barnes*. Etalon Latimer Clarck fermé, IX, 687. — *Jaeger* et *Kahle*. Etalons mercure-zinc et mercure-cadmium, VII, 790. — *Spiers*, *Troyman* et *Waters*. Force électromotrice de la pile de Clark (variation avec la température), VII, 478. — *Fabre* et *Pérot*. Electromètre absolu (valeur du Latimer Clark), VII, 317. — *Sydney Moore*, Reversibilité des piles, IX, 679. — *Guthrie*. Polarisation et résistance intérieure des auges électrolytiques, VIII, 338. — *Federico*. Polarisation aux pressions élevées, VIII, 695 ; Polarisation de l'eau privée d'air, IX, 103. — *Hans Jahn*. Polarisation, IX, 236 ; Notes électro-chimiques, VII, 292. — *Pellat* et *Sacerdote*. Energie et phénomènes de contact, VII, 24. — *Murray*. Electricité voltaïque des métaux, VII, 615. — *Majorana*. *Id.*, VIII, 700. — *Oberbeck*. Polarisation galvanique, VII, 291. — *Scott*. Capacité de polarisation, VIII, 287. — *Neumann*. *Id.* Electrodes réversibles, VIII, 383. — *Mac Null*. Polarisation par des courants très faibles, VIII, 686. — *Warburg*. Electrodes impolarisables et courants alternatifs, VIII, 383. — *Klein*. Dépolarisation d'électrodes de mercure et de platine, VII, 50. — *Bernfeld*. Electrodes en sulfures métalliques, VIII, 275. — *Palmaer*. Electrodes à gouttes, VIII, 278. — *Meyer*. *Id.*, VIII, 291. — *Gockel*. Electrodes de calomel, VII, 755. — *Richards*. *Id.*, VII, 754. — *Wilson*. Electrodes d'aluminium, IX, 287. — *Battelli*. Electrodes de d'Arsonval, IX, 310. — *Luther*. Electrodes de troisième espèce, IX, 243. — *Salomon*. Courant résiduel avec électrodes polarisées, VII, 755. — *Abegg*. Vitesse de dépolarisation et constantes diélectriques aux basses températures, VII, 48. — *Nernst* et *Scott*. Polarisation de lames métalliques minces, VII, 301. — *Grimaldi* et *Platania*. *Id.*, et dépolarisation, VII, 249. — *Braun*. Reconnaître si une couche superficielle conductrice est adhérente, VII, 558. — *V. Lang*. Force électromotrice inverse de l'arc à électrodes d'aluminium, VII, 297. — *Dolezalek*. Théorie chi-

Météorologie et Physique du globe.

Physique céleste.

Histoire de la Physique.

Notice bibliographique.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.